VISIT…

LANZAROTE
Caliente.COM

АКАДЕМИЯ НАУК СОЮЗА ССР

КЛАССИКИ НАУКИ



ПОЛЬ ЛАНЖЕВЕН

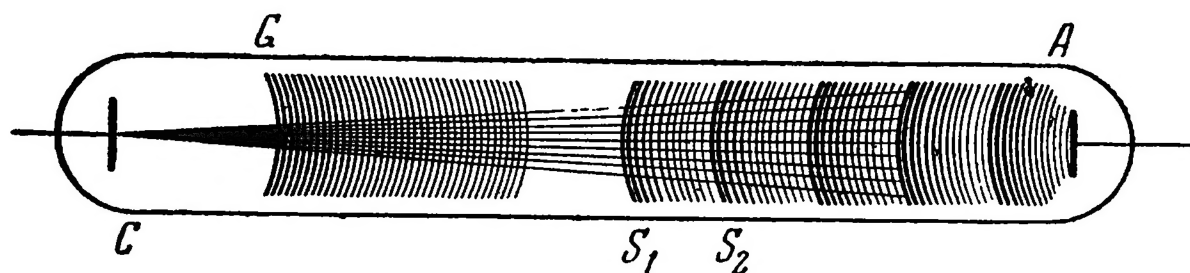
ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ



ОБЩАЯ РЕДАКЦИЯ,
СТАТЬЯ И ПРИМЕЧАНИЯ
проф. Я. Г. ДОРФМАНА

ИЗДАНИЕ ПОДГОТОВИЛА
О. А. СТАРОСЕЛЬСКАЯ-НИКИТИНА

ПЕРЕВОД
А. Б. ШЕХТЕР
и
О. А. СТАРОСЕЛЬСКОЙ-НИКИТИНОЙ



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА · 1960

СЕРИЯ «КЛАССИКИ НАУКИ»

Основана академиком *С. И. Вавиловым*

Редакционная коллегия: академик *И. Г. Петровский* (председатель), академик *Н. Н. Андреев*, академик *Б. А. Казанский*, академик *Д. И. Щербаков*, академик *П. Ф. Юдин*, член-корреспондент АН СССР *Б. Н. Делоне*, член-корреспондент АН СССР *X. С. Коштоянц*, член-корреспондент АН СССР *А. М. Самарин*, профессор *Д. М. Лебедев*, профессор *Н. А. Фигуровский*, кандидат философских наук *И. В. Кузнецов* (зам. председателя)


ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ * ПОЛЬ ЛАНЖЕВЕН *



ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ИОНИЗИРОВАННЫХ ГАЗОВ [1][1]

ВВЕДЕНИЕ

I. За последние несколько лет наши представления о внутренней природе электрических явлений претерпели чрезвычайно глубокие изменения. Достигнутые в этой области успехи замечательны тем, что две совершенно отличные линии исследования — одна теоретическая, а другая экспериментальная — в одно и то же время и с одинаковой степенью точности привели нас к фундаментальному понятию о корпускуле или электроне, ныне прочно утвердившемуся на этой двойной основе [2]. Трудно предсказать сейчас все следствия, которые еще сможет повлечь за собой введение этого понятия, повидимому, знаменующего начало новой эры.

II. С теоретической точки зрения современные идеи Г. А. Лорентца и Дж. Лармора являются завершением эволюции, начавшейся в тот день, когда Фарадей впервые задумался над ролью среды в электромагнитных явлениях. Распространение этих процессов в пустоте требует существования эфира, понятия, определяемого просто тем, что в каждой точке предполагаются известными два вектора: электрическое поле и магнитное поле. Одновременные изменения этих двух векторов описываются шестью известными дифференциальными уравнениями, являющимися наиболее важным

---

[1] Значения ссылок в квадратных скобках см. в примечаниях редактора в конце книги.

результатом работы Дж. К. Максвелла, честь прямой экспериментальной проверки выводов которой выпала на долю Герца [3].

Замечательно, что эти уравнения совпадают с уравнениями, значительно ранее выведенными Мак-Келлогом [4] для описания действия светового эфира. Его попытка дать фигурирующим в этих уравнениях векторам механическое, упругое истолкование и получить таким образом материальное представление о световом эфире оказались бесплодными. Несмотря на не менее энергичные усилия, все попытки, делавшиеся с тех пор в этом направлении, постигла та же участь, и, по-видимому, мы неизбежно приходим к следующей точке зрения.

Совпадение дифференциальных уравнений говорит об идентичности обоих эфиров, и это привело к электромагнитной теории света, в которой световая волна рассматривается как электромагнитная волна; две *первичные* величины: электрическое поле и магнитное поле, вместе с представлениями о пространстве и времени, полностью определяют состояние среды. По-моему, теории Лорентца и Лармора, по существу, являются просто попытками воссоздать, исходя из этой начальной и простой среды, из этого *субстрата* Вселенной, сложную среду, представляющую собой материю [5]. Мне кажется, что эти теории должны быть более плодотворными, чем упомянутые выше обратные попытки, стремящиеся построить простую и единую среду, исходя из более сложной и разнородной среды.

В этих теориях связью между эфиром и материей служит понятие электрона или корпускулы, т. е. локального видоизменения среды в очень малом объеме, являющегося центром дивергенции электрического вектора, особой точкой распределения этого вектора в пространстве, сравнимой с полюсом аналитической функции на плоскости.

Поток электрического вектора через замкнутую поверхность, содержащую один такой электрон, не зависит от формы этой поверхности и является мерой электрического заряда, несомого электроном; это понятие можно сравнить с понятием вычета, соответствующего полюсу функции на плоскости. Заряд может быть положительным или отрицательным.

Из уравнений Максвелла вытекает, что при перемещении этого заряженного центра относительно эфира создается магнитное поле, следующее за этим центром (если скорость его остается постоянной), для создания которого требуется затрата кинетической энергии, в первом приближении пропорциональной квадрату скорости, предполагаемой малой по сравнению со скоростью света.

Таким образом оказывается, что электрон обладает инерцией — фундаментальным свойством материи. Группа электронов, полный заряд которых равен нулю и которые вследствие своей инерции гравитируют под влиянием сил взаимодействия между ними, может служить моделью материального атома; всякое возмущение устойчивого динамического состояния этой системы проявляется в испускании световой волны.

Создание сильного магнитного поля, изменяющего условия движения внутри атома, должно уже известным образом влиять и на периоды испускаемых световых волн. Эти соображения позволили Лорентцу при создании его теории предсказать основные черты эффекта Зеемана, а количественное изучение этого эффекта показало, что испускание волн вызвано наличием внутри атома отрицательных электронов, для которых отношение заряда к массе по абсолютной величине примерно в тысячу раз больше, чем для атома водорода при электролизе.

Мы найдем эти же свойства экспериментальным путем и у заряженных центров, представляющих собой различные разновидности катодных лучей.

Развитие вышеизложенных идей, продолжающееся в настоящее время в ряде мест, показывает, что эти идеи очень хорошо подходят для точного описания всех оптических и электромагнитных явлений. В частности, очень точно удается описать явления, связанные с аберрацией и увлечением световых волн, а также показать невозможность обнаружить абсолютное движение опытным путем, с помощью статических измерений.

III. Независимо от этих теоретических изысканий, продолжались также и экспериментальные исследования электрического

разряда в газах, которые примерно в то же время привели к вполне совпадающим выводам.

После Фарадея изучение столь трудного и запутанного явления, как электрическая искра, почти полностью было заброшено физиками, увлекшимися точными математическими теориями Грина, Ампера и их последователей. Несмотря на это, Гитторф открыл существование катодных лучей, к которым снова привлекли внимание более поздние работы Крукса. Далее движение в этом направлении начало ускоряться: изучение катодных лучей, рентгеновых лучей, радиоактивных тел и вызываемой ими проводимости газов,— все это сперва вернуло понятию электрического заряда, ставшему чисто *математической* абстракцией, конкретный физический смысл. Дискретная, корпускулярная структура этих зарядов была подтверждена с четкостью, далеко превосходящей четкость атомистических представлений; и, наконец, чисто экспериментальным путем удалось для отрицательных зарядов прийти к корпускуле Дж. Дж. Томсона, в две тысячи раз меньшей атома водорода, что находится в полном согласии со свойствами электрона, предсказанными на основании эффекта Зеемана.

Понятие корпускулы, по-видимому, имеет первостепенное значение: не говоря о других выводах, отметим, что оно впервые позволило подойти к объяснению столь сложных форм, как явления искрового разряда.

IV. Первая часть настоящей работы посвящена изложению этих экспериментальных исследований. Я старался сделать ее хотя и сжатой, но по возможности более связной, и показать, как постепенно завоевывало право гражданства понятие о дискретности электрических зарядов.

Ввиду важности работ, сделанных в этом направлении за границей, систематическое изложение которых было необходимо для ясного понимания моих собственных исследований, мне пришлось выйти за обычные рамки исторической части диссертации.

В частности, школа физиков Кевендишской лаборатории в Кембридже, благодаря стимулирующему влиянию проф. Дж. Дж. Том-

сона, оказалась поразительно продуктивной. Я бесконечно многим обязан общению с ними в течение года [6].

Чтобы не загружать первые две главы, я отделил от общего изложения и объединил с изложением моих собственных методов более специальное описание измерений, касающихся рекомбинации и подвижности ионов. Я сохранил здесь название *корпускула*, предпочитая его термину *электрон*, чтобы сильнее оттенить *материальную* природу элементарного отрицательно заряженного центра. Термин *электрон* часто употреблялся для обозначения элемента заряда с противопоставлением носящему его материальному атому.

Мне хотелось бы выразить самую искреннюю признательность проф. Бути, очень благосклонно относившемуся ко мне во время этих исследований и предоставившему в мое распоряжение ценнейшие ресурсы учебной Физической лаборатории в Сорбонне.

Глава I

ИОНИЗАЦИЯ РЕНТГЕНОВЫМИ ЛУЧАМИ

1. Действие рентгеновых лучей на газы. Рентгеновы лучи по их свойствам оказались настолько близкими к ультрафиолетовым лучам, что сразу же после их открытия естественно было попытаться выяснить, не обладают ли они также способностью разряжать наэлектризованные тела, обнаруженной Герцем у ультрафиолетовых лучей. Опыты, произведенные одновременно в разных местах, дали ожидаемые результаты.

Более внимательное изучение этого явления, проведенное Ж. Перреном [1] во Франции и Дж. Дж. Томсоном [2] в Англии, вскрыло существенное различие: в то время, как обыкновенные ультрафиолетовые лучи должны были, чтобы произвести разряд, упасть на от-

---

[1] J. Perrin. Mécanisme de la décharge par les rayons de Röntgen (Eclairage électrique, t. VII, juin 1896, p. 545; Journal de Physique, 1896, p. 350).

[2] J. J. Thomson et Rutherford. Phil. Mag., 5-th. ser., t. XLII, 1896, p. 392.

рицательно заряженную металлическую поверхность, рентгеновым лучам достаточно было пройти через газ, находящийся в электрическом поле, чтобы в этом газе появились одинаковые количества положительного и отрицательного электричества, далее перемещавшиеся вдоль силовых линий: положительные — по направлению поля, отрицательные — в обратном направлении.

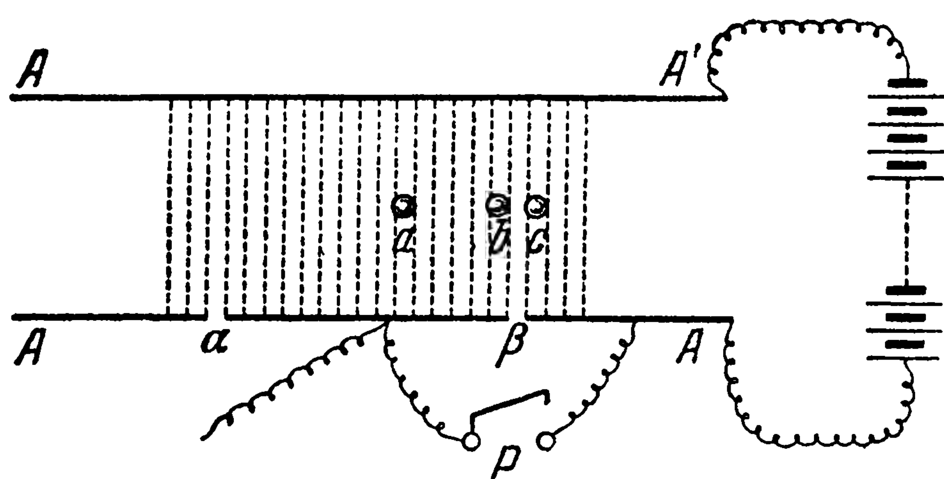


Рис. 1.

Следующий опыт, проведенный Перреном, иллюстрирует эти факты с особой четкостью[1].

«Прямоугольная пластинка αβ, вырезанная в одной из обкладок конденсатора AA', присоединена к стрелке электрометра. В начале опыта она соединена также и с остальной частью обкладки A, играющей таким образом роль охранного кольца (рис. 1). Наконец A и A соединяются через батарею аккумуляторов, поддерживающую между ними постоянную разность потенциалов. Контакт между A и βα размыкают и пропускают лучи так, *чтобы они не попадали ни на одну из обеих обкладок*, находящихся на расстоянии 5 *см* друг от друга.

Когда лучи, направляемые перпендикулярно к плоскости чертежа, проходят через a, наступает быстрый разряд конденсатора. Результат не изменяется сколько-нибудь существенно при прохождении лучей через b. При прохождении лучей через c разряд практически не имеет места».

Таким же свойством действовать на газ при прохождении через него обладают и вторичные лучи, генерируемые при ударе рентгеновых лучей о вещество; в то же время вторичные лучи поглощаются газом гораздо быстрее, чем сами рентгеновы лучи (см. п. 90).

---

[1] J. Perrin. Ann. de Chim. et de Phys., 7-e ser., t. X 496.

2. Аналогия с ультрафиолетовым светом. Несмотря на различия в производимых ими воздействиях аналогия между рентгеновыми лучами и ультрафиолетовым светом все же не исчезает: ультрафиолетовый свет, падая на поверхность металлов, вызывает испускание отрицательных зарядов, полностью аналогичное, как мы это увидим далее, катодной эмиссии в разреженных газах; в электрическом поле эти отрицательные заряды перемещаются по направлению к положительно заряженным поверхностям; если сначала не существует никакого поля, облученная поверхность заряжается положительно. Как правило, при этом не наблюдается никакого непосредственного воздействия ультрафиолетового света на газ. В дальнейшем это явление мы будем называть *эффектом Герца*.

Аналогичный эффект был обнаружен на рентгеновых лучах П. Кюри и Ф. Саньяком [1], работавшими при наиболее низких давлениях, достижимых с помощью ртутного насоса. Однако при обычных давлениях этот эффект полностью маскируется неизмеримо более интенсивным, непосредственным воздействием лучей на газ.

Более того, Ф. Ленард [2] недавно показал, что ультрафиолетовые лучи с очень малой длиной волны, сильно поглощающиеся газами, воздействуют на эти последние так же, как рентгеновы лучи. Хотя, как увидим в дальнейшем, изменения, вызываемые в газах этими двумя типами излучений, не являются полностью идентичными, все же единообразие воздействия, по-видимому, можно считать установленным; непосредственное воздействие на металл, преобладающее в случае ультрафиолетового света, становится сравнительно незначительным при обыкновенных давлениях в случае первичных или вторичных рентгеновых лучей.

3. Типы воздействия на газ. Рассмотрим подробнее изменения, происходящие в газе при прохождении через него рентгеновых лучей. Для этого воспользуемся установкой, в прин-

[1] Curie et Sagnac. Comptes rendus, t. CXXX, 1900, p. 1013.

[2] Ph. Lenard. Ann. der Phys., 4-e Reihe, t. I, 1900, p. 486; t. III, 1900, p. 298.

ципе идентичной одной из первых установок, применявшихся Дж. Дж. Томсоном и Резерфордом.

Металлическая трубка T (рис. 2), в одной из стенок которой имеется отверстие F, закрытое тонкой алюминиевой пластинкой, снабжена изолированным металлическим стержнем A, соединенным с одной из пар квадрантов электрометра E; другая пара квадрантов этого электрометра заземлена, а стрелка заряжена. С помощью батареи аккумуляторов с электродвижущей силой V, можно создать поле между A и трубкой T. Рентгеновы лучи, испускаемые Круксовой трубкой C, проходят через F и воздействуют на газ между A и T; при этом A получает в секунду количество электричества Q, которое можно измерить электрометром. В то же время трубка T собирает Q.

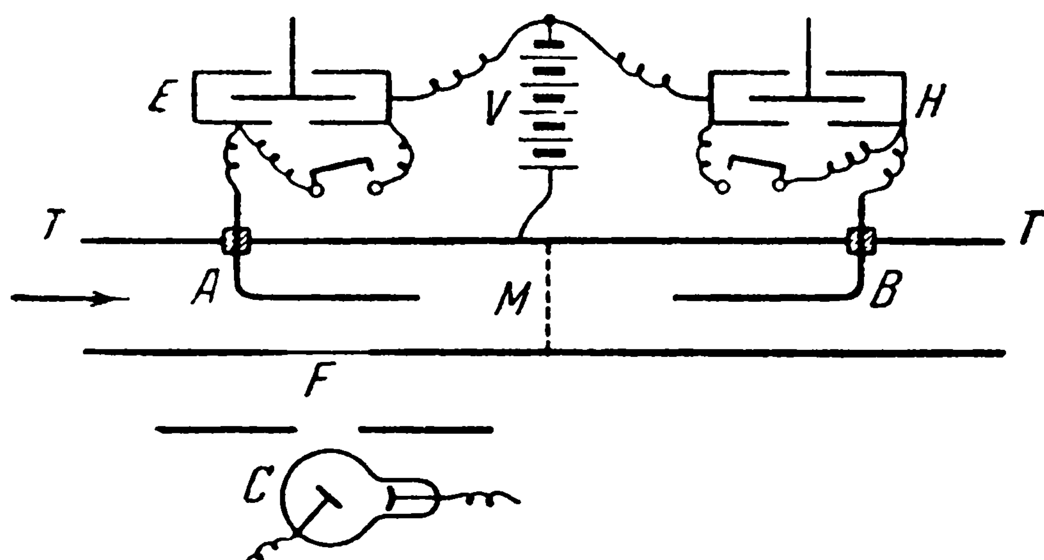


Рис. 2

1°. Поле может извлечь из облучаемого газа только ограниченное количество электричества. Как показали первые же опыты, при постоянных условиях работы трубки Крукса (легко осуществимых с мягкой трубкой) *количество электричества* Q, *собранного* за 1 *сек*, при увеличении V сначала возрастает, а затем, как показывает кривая (рис. 3), стремится к конечному пределу Q_0. Это количество электричества мы назовем *количеством, освобожденным* в газе за 1 *сек* под действием излучения: оно представляет собой верхний предел того, что можно извлечь из газа посредством электрического поля

Освобожденные таким образом положительные и отрицательные заряды, как мы это увидим в дальнейшем, перемещаются вдоль линий сил со скоростями конечными и пропорциональными напряженности поля. Если V мало, то заряды обоих знаков переме-

щаются медленно и, следовательно, остаются долго в газе; при этом успевает произойти частичная рекомбинация, так что Q может сильно отличаться от Q_0. При увеличении V потери от рекомбинации уменьшаются и Q приближается к Q_0.

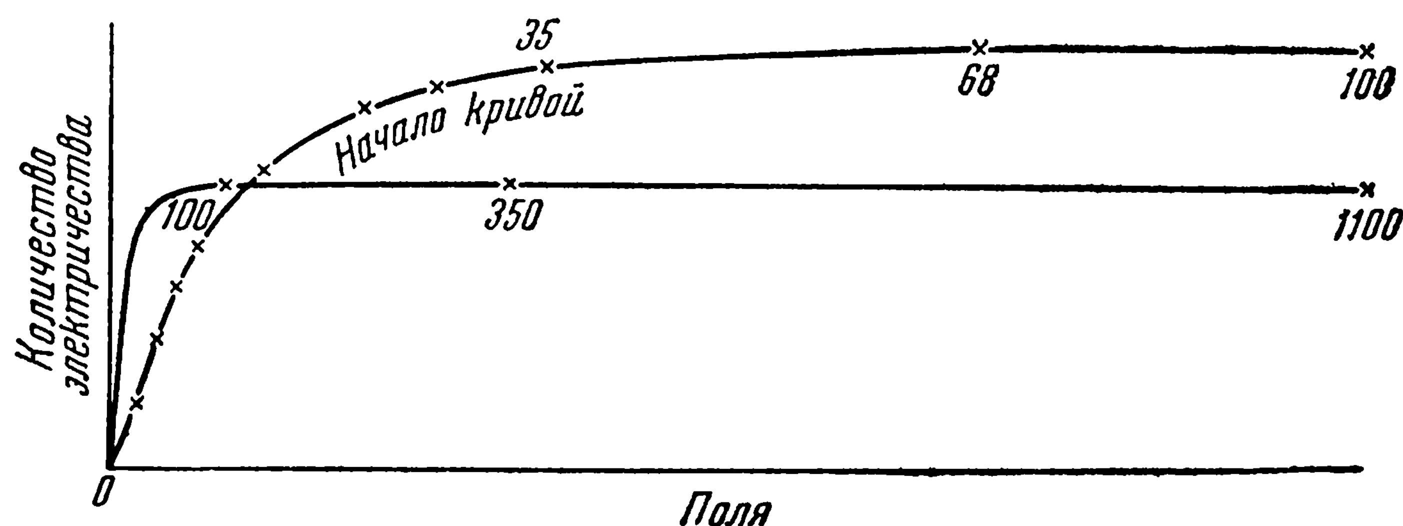


Рис. 3

2°. Освобожденные заряды перемещаются в газе с конечной скоростью. Вместо того, чтобы работать в покоящемся газе, как в предыдущем опыте, будем пропускать через трубку T поток газа в направлении, обозначенном стрелкой. При очень больших V количество Q, собранное в A, не претерпит заметного изменения; если же, напротив, V достаточно мало, тот же поток газа вызовет понижение Q, тем более заметное, чем меньше будет V. Если бы освобожденные заряды перемещались в газе со скоростями, не зависящими от поля, то и влияние потока газа не должно было бы зависеть от изменения величины V.

Таким образом результаты этого опыта показывают, что освобожденные заряды перемещаются в газе с конечной скоростью, возрастающей с повышением напряженности поля. Эта скорость слагается в каждой точке со скоростью течения газа. Когда V велико и поле достаточно сильное, траектории зарядов не претерпевают значительных изменений при пропускании потока газа: они остаются близкими к линиям сил, т. е. к траектории зарядов в покоящемся газе. При уменьшении V скорость газового потока делается одного порядка со скоростью движения зарядов в поле, и часть этих за-

рядов может оказаться увлеченной потоком газа прежде, чем она достигнет A или T.

На этом принципе Я. Зелены[1] построил метод измерения скоростей зарядов в электрическом поле с напряженностью X. Опыт показывает, что положительные и отрицательные заряды движутся с различными скоростями k_1X и k_2X, пропорциональными напряженности поля. Мы будем называть коэффициенты k_1 и k_2 *подвижностями*. В сухом воздухе, при обыкновенной температуре и нормальном давлении, Я. Зелены получил в электростатических единицах CGS следующие значения:

$$k_1 = 408, \quad k_2 = 560,$$

т. е. в среднем скорость 1,6 *см/сек* в поле с напряженностью в 1 *в/см*.

В воздухе, насыщенном водяным паром, подвижности k_1 и k_2 гораздо ближе друг к другу, они почти равны.

3°. Изменение, вызванное в газе, сохраняется некоторое время, а затем исчезает вследствие происходящей рекомбинации освобожденных зарядов. На продолжении трубки T, вне области, пронизываемой рентгеновыми лучами, укрепим второй изолированный стержень B, соединенный с электрометром H (рис. 2). Металлическая сетка M с крупными ячейками, помещенная между A и B, разделяет их поля. Если через трубку T не проходит газовый поток и если расстояние между A и M достаточно велико, в B не накопится никакого количества электричества, *даже если изолировать A и тем самым уничтожить поле между A и T*. Оставляя A изолированным, пропустим через T поток газа в направлении стрелки: электрометр H немедленно начнет отклоняться, показывая тем самым, что газ, подвергавшийся в F воздействию лучей, остается измененным в течение времени t, необходимого для прохождения через M и достижения поля B. Максимальное количество Q'_0, которое B может получить в очень сильном поле, всегда меньше Q_0 и возрастает

[1] J. Zeleny. Phil. Trans., t. CXCV, 1901, p. 193.

с увеличением скорости газового потока. Это указывает на то, что часть освобожденных зарядов за время их пути успевает рекомбинировать и притом тем бо̀льшая часть, чем больше t.

Сходная методика была использована сначала Э. Резерфордом (п. 44), а затем Дж. С. Тоунсендом для количественного изучения рекомбинации зарядов.

Когда газ находится в покое, порции газа, претерпевшие изменения в F, диффундируют к M (п. 16), но рекомбинация происходит настолько быстро, что газ, доходящий до M, под действием диффузии уже не содержит сколько-нибудь заметного количества свободных зарядов.

Описанная выше установка позволяет также очень четко показать, что количество электричества, которое может быть освобождено путем воздействия лучей, ограничено. Вместо того, чтобы *изолировать* A с целью уничтожить поле и сохранить в газе свободные заряды до достижения ими поля B, создадим между A и T сильное поле, пропуская в то же время через трубку поток газа; при этом количество электричества, доходящее до B, делается равным нулю. Газ отдает A и T весь запас зарядов, освобожденных в нем излучением, и приходит в M в обычном состоянии.

4. Ионная гипотеза. Уже давно была высказана мысль, что подвижные электрические заряды в газах переносятся конечным числом центров, появляющихся в результате диссоциации нейтральных молекул.

Открытые Фарадеем количественные законы заставляют полагать, что в электролитах происходит аналогичная диссоциация, разделяющая молекулу соли на атомы или радикалы, заряженные количеством электричества, пропорциональным их валентности, причем каждый грамм-эквивалент несет 96 600 кулонов [7] или $96\,600 \cdot 3 \cdot 10^9$ электростатических единиц. В дальнейшем мы всегда будем употреблять эти единицы.

Это количество электричества, проходя через вольтметр, освобождает 1 *г* водорода, занимающий при нормальных условиях объем 11 160 *см*^{3}. Если при этих условиях 1 *см*^{3} газа содержит M

молекул, или $2M$ атомов, и если через e обозначить заряд, переносимый атомом водорода при электролизе, то

$$96\,600 \cdot 3 \cdot 10^9 = 11\,160 \cdot 2Me; \quad Me = 1{,}29 \cdot 10^{10}. \qquad (1)$$

Если m — масса 1 атома водорода, то $1 = 11\,160 \cdot 2Mm$, откуда

$$\frac{e}{m} = 96\,600 \cdot 3 \cdot 10^9 = 2{,}9 \cdot 10^{14} \; [^8]. \qquad (2)$$

Численные значения (1) и (2) получаются непосредственно из экспериментальных данных.

Естественно было предположить, что в газе, через который проходят электрические заряды, происходит диссоциация нейтральных молекул на заряженные центры, атомы или радикалы, аналогичные ионам в электролитах. Эта гипотеза была высказана Гизе [1] в 1882 г., в связи с его исследованием по проводимости пламени, и позже (1884 г.) Шустером [2] для объяснения явления искрового разряда в разреженных газах.

Однако указанная гипотеза столкнулась и с серьезными затруднениями: прохождение тока через газ должно было бы сопровождаться химическим разложением газа, подобно тому, как это происходит в электролите, причем масса разложенного вещества должна была быть одной и той же после прохождения одного и того же количества электричества через одно и то же вещество как в газообразном, так и в растворенном состоянии (например в случае HCl или HJ). Между тем опыт, по-видимому, указывает на очень незначительное химическое разложение газа[3] по сравнению с наблюдаемым в электролитах.

Кроме того, хотя в одноатомных газах (пары ртути, аргон, гелий) искровой разряд и наступает легче, чем в других газах, но имеет в точности тот же характер. О какой же диссоциации молекулы на заряженные атомы может идти речь в этом случае?

[1] W. Giese. Wied. Ann., t. XVII, 1882, p. 1, 236, 519.

[2] Schuster. Proc. Roy. Soc., t. XXXVII, 1884, p. 317.

[3] W. Wiedemann u. G. C. Schmidt. Wied. Ann., t. LXI, 1897, p. 737.

Эксперимент помог разрешить эти трудности, показав, что *независимо от числа атомов, содержащихся в молекуле газа, диссоциацию ее на заряженные центры в большинстве случаев следует рассматривать как явление иной природы*, совершенно непохожей на электролитическую диссоциацию. Механизм этого явления будет уточнен в дальнейшем.

Как бы то ни было, характер изменений, претерпеваемых газом, подвергающимся воздействию рентгеновых лучей, очень хорошо укладывается в схему, согласно которой *прохождение излучения заставляет некоторую долю молекул диссоциировать особым образом, создавая в газе ограниченное число положительно и отрицательно заряженных центров*, которые почти полностью разделяются электрическим полем, если оно достаточно сильное, и если центры эти не успевают рекомбинировать при своих столкновениях друг с другом.

В отсутствии поля после прекращения действия лучей, постепенно рекомбинируют все центры, и вызванные в газе изменения полностью исчезают через некоторое время, длительность которого зависит от интенсивности излучения.

Предпочтительно было бы пользоваться здесь терминологией, отличной от той, которая стала классической для электролитов; однако я буду придерживаться общепринятого порядка и сохраню слово *ионы* для обозначения заряженных центров, создаваемых излучением в газе, существование которых весьма ярким образом подтверждается поведением ионизированного газа в присутствии пересыщенного водяного пара.

5. Опыты с конденсацией. Если внезапно увеличить объем газа, насыщенного водяным паром, или если через узкое отверстие направить на этот газ струю пара из нагревателя, находящегося при более высокой температуре, наступит мгновенное пересыщение, которое должно исчезнуть путем конденсации избыточного пара. Это пересыщение измеряется отношением, аналогичным выражению для относительной влажности:

$$S = \frac{m_1}{m_2},$$

где m_1— масса пара, содержащегося в единице объема пересыщенного газа, а m_2— масса пара, достаточная для насыщения этого газа при той же температуре.

Известно, что если газ полностью свободен от пыли и пересыщение не слишком велико, конденсация может произойти только медленно на стенках сосуда, вследствие диффузии избыточного пара. Ни одна капелька не образуется в самой массе газа: действительно, следуя простому рассуждению лорда Кельвина, можно показать, что давление пара π', находящегося в равновесии со сферической каплей радиуса r, *превышает* максимальное давление π над плоской поверхностью жидкости на величину

$$\pi' - \pi = \frac{2\rho}{\sigma - \rho} \cdot \frac{A}{r},$$

где σ — плотность жидкости, ρ — плотность пара, A — поверхностное натяжение.

Это избыточное давление по величине обратно пропорционально радиусу капли, поэтому пар, пересыщенный по отношению к плоской поверхности, не является таковым по отношению к капле с достаточно малым радиусом. В газе, лишенном пыли, могут образовываться сперва лишь очень малые капли, порядка молекулярных размеров, которые далее могут увеличиваться в размерах только при чрезвычайно высоком пересыщении S.

Разумеется, это рассуждение перестает быть применимым, когда в газе присутствуют пылинки, могущие служить зародышами для образования капель в массе газа; при этом размер капель, между которыми распределится масса конденсированной воды, будет зависеть от числа наличных зародышей. Если это число мало, каждая капля будет очень велика и упадет быстро после ее образования: это будет случай конденсации в форме дождя. Если это число очень велико, многочисленные мелкие капли долго будут оставаться взвешенными в газе, образуя медленно опускающийся туман.

Образование капель может быть вызвано не только присутствием пылинок, но и другими причинами. Протекающие поблизости хими-

ческие реакции, как, например, сгорание в пламени, а также коронный разряд и вообще *присутствие электрических зарядов в газе* облегчают конденсацию. Влияние этих факторов на струю пара изучалось Р. Гельмгольцем и Рихарцем [1]; они приписывают заряженным ионам, присутствующим в газе, свойство служить центрами конденсации. Влияние электрических зарядов на образование капель проявляется так отчетливо, что Ф. Ленард [2] пользовался струями пара для обнаружения электрической проводимости, создаваемой в газе при прохождении через него ультрафиолетовых лучей с очень малой длиной волны.

Детальным изучением этих явлений мы обязаны в основном Ч. Т. Р. Вильсону [3], пользовавшемуся для создания вполне определенного пересыщения S внезапным расширением газа, насыщенного водяным паром при обыкновенной температуре. Я остановлюсь здесь несколько подробнее на этих опытах, потому что они дают ряд весьма ценных указаний и позволяют нам продвинуться вперед в изучении явлений ионизации.

Пусть v_1, θ_1, v_2, θ_2—объемы и абсолютные температуры газа перед расширением и после него, и пусть расширение проведено настолько быстро, что можно считать его адиабатическим. Тогда

$$\frac{\theta_2}{\theta_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1},$$

где γ — отношение обеих удельных теплоемкостей.

Если π_1 и π_2 — обычные максимальные давления над плоской поверхностью, соответствующие θ_1 и θ_2, то

$$S = \frac{m_1}{m_2} = \frac{v_1}{v_2} \cdot \frac{\pi_1}{\pi_2} \cdot \frac{\theta_1}{\theta_2} = \frac{\pi_1}{\pi_2} \cdot \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma}.$$

Следовательно, измерив θ_1 и $\frac{v_2}{v_1}$, можно рассчитать θ_2, затем π_2, и, наконец, S.

---

[1] R. von Helmholtz u. Richarz. Wied. Ann., t. XL, 1890, p. 161.

[2] Ph. Lenard. Ann. der Phys., t. I, 1900, p. 486; t. III, 1900, p. 298.

[3] C. T. R. Wilson. Phil. Trans., t. CLXXXIX, 1897, p. 265; t. CXCII, 1899, p. 403; t. CXCIII, 1900, p. 289.

Если в газе, пересыщенном таким образом путем внезапного расширения, могут образоваться капли, то часть массы m_1 водяного пара, содержащегося в единице объема, сконденсируется. Следствием конденсации будет разогрев газа, конечная температура которого θ_3 будет выше температуры θ_2 непосредственно после расширения. Если m_3 — масса водяного пара, необходимая, чтобы насытить единицу объема газа при температуре θ_3, то сконденсированная масса будет:

$$m = m_1 - m_3,$$

где m_3 и θ_3 определяются из калориметрического уравнения:

$$\lambda\,(m_1 - m_3) = c\rho(\theta_3 - \theta_2), \quad (3)$$

где λ — теплота испарения воды, c — теплоемкость газа при постоянном объеме и ρ — его плотность.

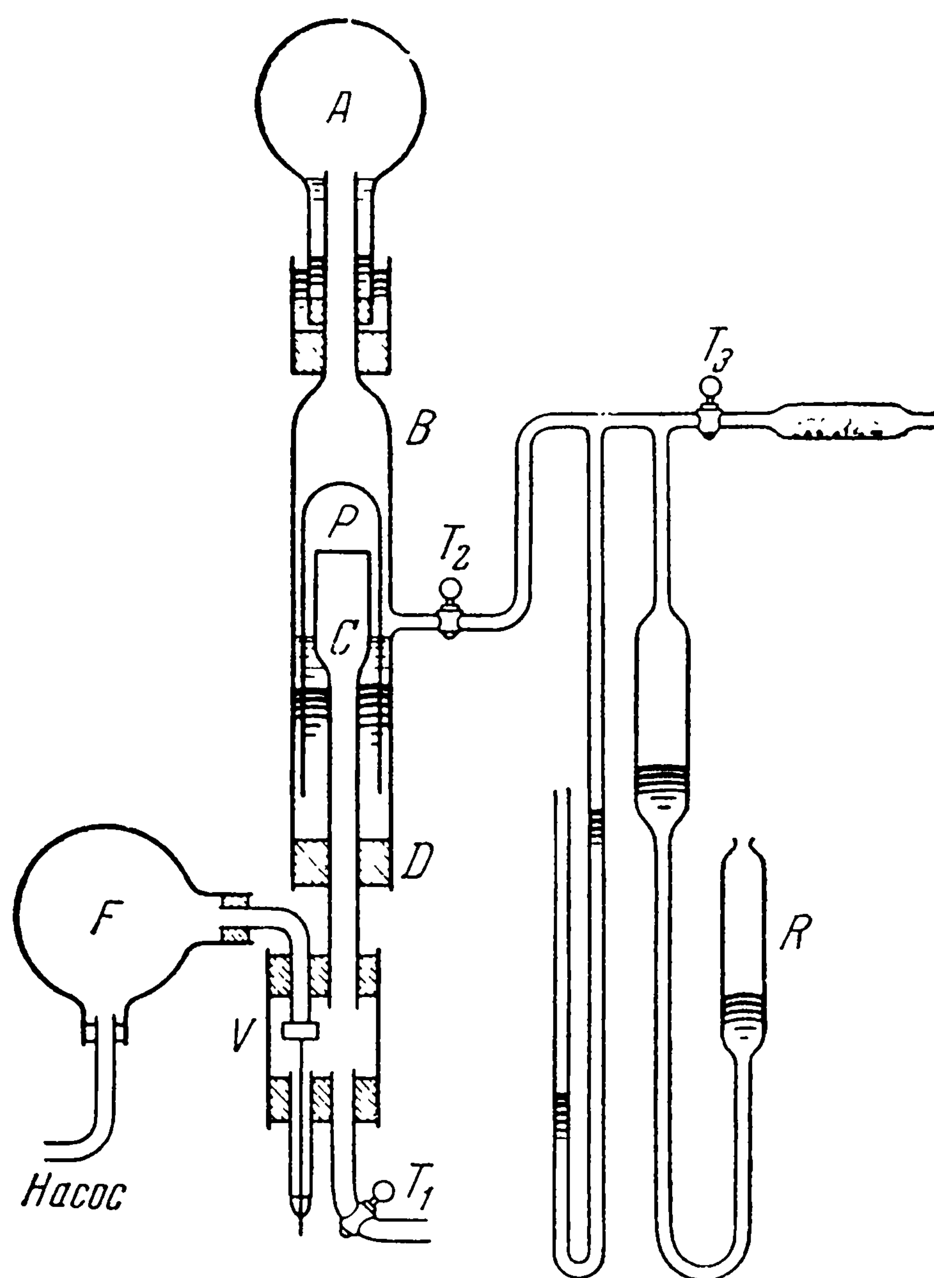


Рис. 4

6. Употреблявшийся в большей части этих исследований прибор изображен на рис. 4; он должен давать возможность осуществлять за максимально короткий срок заданное расширение $\frac{v_2}{v_1}$ в определенной, каждый раз одинаковой массе газа, которую, как это будет указано ниже, тщательно очищали от пыли путем достаточного числа предварительных расширений.

Газ, подвергавшийся расширению, находится в сосуде AB, часть A которого можно легко заменить новой в каждом опыте.

Опрокинутая трубка P, нижний конец которой тщательно отшлифован, является поршнем, перемещение которого вызывает расширение; когда кран T_1 открыт, а T_2 закрыт, поршень P приподнят и давление газа в AB практически равно внешнему давлению. Но если закрыть T_1 и открыть клапан V, который мгновенно соединяет объем P с колбой F, откуда воздух постоянно откачивается водяным насосом, P быстро опускается и останавливается, когда его нижний край ударяется о резиновую пробку D. Эффект, произведенный в A этим быстрым расширением, изучают с помощью линзы, направляя на A сходящийся световой пучок: сконденсированные капли хорошо видны на пути световых лучей.

Далее, открывая T_1 приводят P в исходное положение, после чего все готово для нового расширения, величина которого $\frac{v_2}{v_1}$ остается абсолютно одинаковой при каждом открывании клапана V. Эту величину задают заранее, подбирая соответствующим образом резервуар R. Для введения газа служит кран T_3. После заполнения AB газом первые расширения, даже слабые, благодаря присутствию пыли всегда вызывают сильную конденсацию. Этим каплям дают осесть, причем они увлекают за собой и свои зародыши. Постепенно, после ряда расширений, капли становятся более редкими и более крупными и падают быстрее. Наконец после полного удаления пылинок *не происходит больше никакой конденсации*, пока расширение не превзойдет для воздуха величины

$$\frac{v_2}{v_1} = 1{,}25, \text{ откуда } S = 4{,}2,$$

если θ_1 — обычная температура. Выше этой границы сразу появляется небольшое число капель, остающееся приблизительно постоянным до тех пор, пока расширение не достигнет величины

$$\frac{v_2}{v_1} = 1{,}38 \text{ или } S = 8.$$

С этого момента число капель резко возрастает, и образуется очень плотный и состоящий из очень мелких капель туман, оседание кото-

рого можно наблюдать по дифракции сходящегося пучка света, направленного в A. Оба предельных значения $\frac{v_2}{v_1}$ проявляются с большой четкостью.

7. Будем теперь пропускать через A рентгеновы лучи из круксовой трубки и произведем расширение во время их прохождения или через несколько минут после прекращения облучения: ниже предельного значения 1,25 в газе не будет иметь места никакая конденсация, но если довести расширение до предельного значения, *при котором без облучения наблюдалось образование небольшого числа капель*, наступит образование облака, состоящего из тем более значительного числа и тем более мелких капель, чем интенсивнее излучение, или чем короче время, прошедшее с момента прекращения облучения.

Таким образом, в газе нормально существует небольшое число центров, могущих вызвать образование капель, как только расширение делается больше 1,25; пропускание рентгеновых лучей создает аналогичные центры, обладающие теми же свойствами, но в значительно большем количестве.

Являются ли эти центры конденсации, зародыши будущих капель воды, именно теми ионами, о которых речь шла выше?

Так нужно будет думать, если нам удастся показать, что эти центры *обладают электрическим зарядом и что они движутся в электростатическом поле*. Для проверки этой гипотезы изменим несколько сосуд A (рис. 4), введя в него две параллельные металлические пластинки, между которыми мы можем создать электрическое поле X. Под действием этого поля ионы, образовавшиеся в газе, находящемся между пластинками, будут двигаться по направлению к этим пластинкам со скоростями k_1X и k_2X (п. 3). При постоянной интенсивности радиации число ионов в единице объема газа должно быть тем меньше, чем больше X. Действительно ионы, образовавшиеся в элементе объема за время dt, под действием поля распределяются: положительные на отрезке длиною $k_1X\,dt$, отрицательные — на отрезке длиною $k_2X\,dt$.

Опыт показывает, что, если произвести расширение в присутствии поля X, пропуская при этом излучение, то число образовавшихся капель тоже будет тем меньше, чем больше интенсивность поля. Это значит, что число образовавшихся капель уменьшается одновременно с уменьшением числа ионов.

Более того, если в присутствии поля провести расширение сразу же после прекращения облучения, никакой конденсации не наблюдается, в противоположность тому, что происходило в отсутствие поля. Благодаря наличию поля все ионы, образовавшиеся под действием излучения, еще до расширения попадают на соответствующие пластинки, и центры конденсации исчезают в одно время с исчезновением ионов.

Таким образом, наличие центров конденсации, по-видимому, тесно связано с наличием свободных зарядов в газе: центры конденсации, созданные радиацией, исчезают в одно время с исчезновением ионов вследствие рекомбинации или благодаря действию поля.

Более того, положение оказывается в точности таким же, если вместо применения рентгеновых лучей создать в газе проводимость каким-нибудь другим способом: образование свободных зарядов в газе под действием излучения радиоактивных тел, при коронном разряде и при воздействии ультрафиолетового света на отрицательно заряженный металл (эффект Герца), всегда сопровождается чрезвычайно резким возрастанием числа капель, образующихся при достижении предельного значения расширения 1,25.

С другой стороны, Ч. Т. Р. Вильсон [1] очень убедительно показал, что при обычных условиях воздух обладает некоторой очень слабой проводимостью; это значит, что в воздухе всегда имеется небольшое число ионов; мы видели (п. 6), что в воздухе содержится также и небольшое число центров конденсации, идентичных с центрами, образующимися при облучении рентгеновыми лучами. Постоянная слабая ионизация воздуха, по-видимому, вызвана присутствием чрезвычайно небольшого количества радиоактивного вещества, аналогич-

[1] C. T. R. Wilson. Phil. Trans., A., t. CXCIII, 1900, p. 289.

ного веществу, выделяемому торием и в настоящее время изучаемому многими физиками.

Из описанных выше зависимостей, указывающих на одновременное существование ионов и центров конденсации, логично сделать вывод, что сами центры конденсации несут на себе подвижные заряды, что они сами построены из ионов.

Впрочем из теоретических представлений тоже следует, что присутствие электрического заряда на центре конденсации в значительной степени облегчает образование капли путем понижения давления пара, находящегося с ней в равновесии.

Действительно, молекулы газа поляризуются в электрическом поле и притом тем сильнее, чем выше диэлектрическая постоянная газа; вследствие этого они притягиваются в область с наиболее сильным электрическим полем. Молекулы водяного пара, обладающие исключительно высокой диэлектрической постоянной, должны больше, чем все другие молекулы, испытывать это притяжение со стороны маленькой заряженной капли. В результате давление пара, равновесного по отношению к заряженной капле, должно упасть, и конденсация должна быть облегчена.

Вполне понятно, что поверхностное натяжение производит обратный эффект, ибо оно стремится уменьшить поверхность капли, а следовательно, и ее объем. Это, как уже указывалось выше, и приводит к увеличению давления пара.

Представление о том, что электрически заряженный центр притягивает молекулы водяного пара, обладающего повышенной диэлектрической постоянной, подобно тому как наэлектризованное тело притягивает соседние пылинки, хорошо согласуется с рассуждением, основанным на известных свойствах термодинамического потенциала [1], позволяющим сделать вывод, что капли воды с радиусом r и электрическим зарядом e обладают давлением π'', *меньшим* чем

---

[1] J. J. Thomson. Application of Dynamics to Physics and Chemistry, 1888; Phil. Mag., t. XXXVI. 1893, p. 313.

давление π' незаряженной капли того же радиуса, на величину:

$$\pi' - \pi'' = \frac{\rho}{\sigma - \rho} \frac{e^2}{8\pi\rho^4}.$$

Это *понижение* давления, облегчающее конденсацию и обратно пропорциональное r^4, тем сильнее превалирует над *повышением* давления, вызываемым поверхностным натяжением и обратно пропорциональным r, чем меньше значение r.

Поэтому представляется вполне оправданной гипотеза, что заряды, освобождаемые в газе излучением, переносятся конечным числом ионов, т. е. центров заряженных (одни положительно, другие отрицательно), число которых равно числу дополнительных капель, образующихся в ионизированном газе при соответствующем расширении.

8. Теоретическое значение опытов с конденсацией. В описанных выше опытах замечательна та необыкновенная ясность, с которой они *впервые подтвердили правильность атомистической гипотезы*, выявив дискретную структуру переносимых веществом электрических зарядов. *В этих опытах удалось индивидуально уловить каждый отдельный наэлектризованный центр*, зародыш капли воды, и *подсчитать* таким образом число этих центров, присутствующих в определенном объеме газа.

Мы увидим (п. 12), как проф. Дж. Дж. Томсон сумел, на основании этих опытов, построить метод измерения абсолютной величины заряда, несомого в различных газах одним ионом; эта величина является естественной единицей электрического заряда, по-видимому, неделимой и минимальным количеством электричества, которое может переносить наэлектризованный центр.

9. Различия между ионами различных знаков. Выше (п. 3) мы видели, что положительные и отрицательные ионы обладают в сухом воздухе различными подвижностями k_1 и k_2. К этой первой асимметрии, с более резким и своеобразным проявлением которой мы еще столкнемся в дальнейшем, следует присоединить еще одно различие, относящееся к минимальному расширению,

необходимому для образования капель на отрицательных и на положительных ионах.

На это обстоятельство впервые указал Дж. Дж. Томсон в связи с его исследованиями абсолютных значений зарядов ионов [1]. Мы знаем, что в момент, когда расширение достигает значения 1,25, в ионизированном, насыщенном водяным паром воздухе ($S \cong 4$), наступает обильная конденсация. Как только расширение, увеличиваясь, превзойдет 1,31 ($S \cong 6$), наблюдается резкое увеличение числа капель в ионизированном воздухе.

Дж. Дж. Томсон связывал это явление с различием в действии ионов разных знаков, полагая, что отрицательные ионы легче вызывают конденсацию, чем положительные. Для значений расширения между 1,25 и 1,31 одни только отрицательные ионы служат зародышами конденсации; выше 1,31 ионы обоих знаков действуют одинаково, масса сконденсированной воды распределяется между всеми ионами, и капли становятся многочисленнее и мельче.

Этот результат имеет огромное значение с метеорологической точки зрения, так как позволяет объяснить отрицательный заряд почвы осаждением отрицательно заряженных капель дождя, образующихся в первую очередь при расширении постоянно ионизированных верхних слоев атмосферы.

Чтобы ясно показать эту асимметрию при расширении газа, о котором известно, что он содержит только ионы одного знака, Ч. Т. Р. Вильсон [2] заменил сосуд *A* рис. 4 сосудом, изображенным на рис. 5, разделенным посередине непроницаемой металлической перегородкой *AB*.

Рентгеновы лучи проходят через узкое алюминиевое окошко и, ввиду наличия толстого свинцового экрана *E*, ионизируют газ по обе стороны от *AB* лишь в очень тонком слое.

Если подать на пластинку *C* потенциал более высокий, чем на *AB*, отрицательные ионы, образованные в левой части, переместятся

---

[1] J. J. Thomson. Phil. Mag., t. XLVI, 1898, p. 528.
[2] C. T. R. Wilson. Phil. Trans., A., t. CXCIII, 1900, p. 289.

к C, положительные же, находящиеся в непосредственной близости от AB, почти немедленно окажутся на AB. Таким образом, слева от AB газ практически будет содержать только отрицательные ионы.

Если же, напротив, потенциал D сделать ниже, чем потенциал AB, то газ справа от AB будет содержать почти только одни положительные ионы.

Если в этих условиях, во время прохождения излучения, произвести расширение, равное 1,25, то туман образуется только слева, на отрицательных ионах, и надо довести расширение до 1,31, чтобы вызвать обильную конденсацию и на положительной стороне.

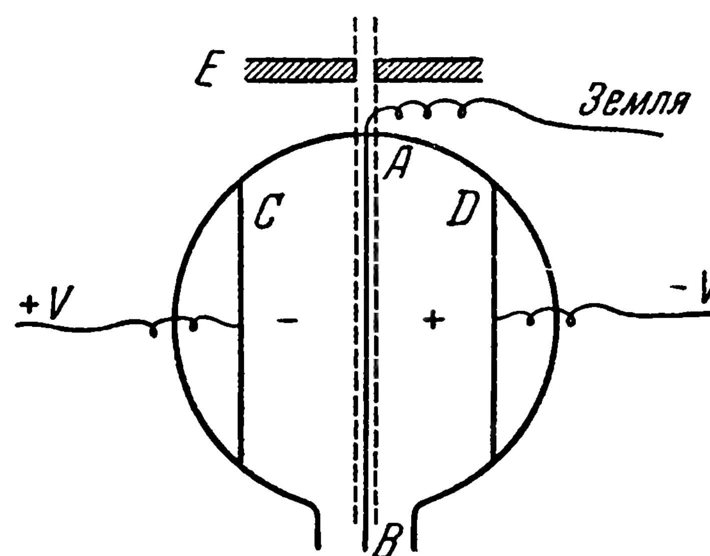


Рис. 5

10. Ионы обоих знаков несут один и тот же заряд. Если расположить экран E симметрично, то по обе стороны от AB ионизация будет одинаково интенсивной. Следовательно, C и D получат одинаковые количества электричества противоположных знаков и, поскольку подвижности k_1 и k_2 в воздухе, насыщенном водяным паром, очень близки друг к другу (п. 3), то и количества электричества, переносимые ионами в газе, будут одни и те же по обе стороны от AB. Для полного исключения возможных неточностей из-за асимметрии, достаточно переменить знаки обоих полей.

Оказывается, как мы увидим на опыте, что эти одинаковые по абсолютной величине заряды переносятся одинаковым числом положительных и отрицательных ионов.

Действительно, когда расширение достигает значения, при котором каждый ион может образовать каплю ($v_2/v_1 \approx 1{,}35$) и дальнейшее расширение уже не влечет за собой заметного усиления конденсации, можно, наблюдая скорость осаждения тумана, образовавшегося одновременно справа и слева от AB, сравнить таким образом

между собой соответствующие количества ионов. Если число ионов с обеих сторон одинаково, то, поскольку количество воды одно и то же, образующиеся капли должны быть одинаковыми и поэтому должны падать с одной и той же скоростью. Именно такой результат в точности и получился на опыте.

Итак, одинаковые по абсолютному значению положительные и отрицательные заряды переносятся одним и тем же числом ионов. Каждый из этих ионов должен нести один и тот же заряд e'.

11. Одновременное образование одинакового числа ионов обоих знаков. Так как во время ионизации одновременно освобождаются одинаковые количества положительного и отрицательного электричества, то из всего вышеизложенного следует, что излучение всегда должно вызывать образование одинакового числа ионов обоих знаков.

Ниже мы увидим, как этот резуль ат был подтвержден и уточнен Дж. С. Таунсендом с помощью совершенно другой методики, позволившей ему показать, что *общий всем ионам заряд e' по абсолютному значению всегда равен заряду e, переносимому атомом водорода при электролизе.*

12. Абсолютный заряд иона. Этот заряд e' был измерен Дж. Дж. Томсоном[1] путем подсчета капель, образованных при конденсации на ионах, переносящих известное количество электричества.

Мы видели (п. 5), как расширение v_2/v_1 позволяет вычислить массу m воды, сконденсировавшейся в единице объема расширившегося газа. Если N — число отрицательных ионов, присутствующих в единице исходного объема, P — число положительных ионов, то число капель, образующихся в единице конечного объема, будет

$$(N+P)\frac{v_1}{v_2};$$

если ν — число капель, образованных в отсутствии излучения при

[1] J. J. Thomson. Phil. Mag., t. XLVI, 1898, p. 528.

том же расширении, то общее число капель будет

$$\nu + (N + P)\frac{v_1}{v_2}.$$

Скорость падения капель U, измеряемая по понижению верхнего края образованного тумана, связана с их радиусом r соотношением

$$U = \frac{2}{9} \cdot \frac{gr^2}{\mu},$$

где μ — коэффициент вязкости воздуха, g — ускорение силы тяжести.

Таким образом, измерение U дает r и, следовательно, объем каждой капли. Отсюда

$$m = {}^4/_3\,\pi r^3\left[\nu + (N + p)\frac{v_1}{v_2}\right].$$

При отсутствии излучения радиус капель r_0 больше и их скорость падения U_0 — выше; в этом случае ν будет дано

$$m = {}^4/_3\pi r^3\nu.$$

Отсюда можно найти $N + P$. Излучение должно быть достаточно слабым, чтобы одного расширения уже было достаточно для образования капель на всех имеющихся ионах.

Если e' — заряд, общий ионам обоих знаков, то сумма зарядов, содержащихся в единице объема исходного газа, по абсолютному значению равна

$$(N + P)\,e'.$$

Изменим сосуд A в расширительном приборе (рис. 4), как это показано на рис. 6. Между поверхностью воды DE и тонкой алюминиевой пластинкой AB, через которую проходят лучи, создадим заданную разность потенциалов V, дающую поле $\frac{V}{l}$, в котором ионы обоих знаков движутся со скоростями

$$k_1\frac{V}{l} \text{ и } k_2\frac{V}{l}.$$

Если I — количество электричества, собранное за 1 *сек* на поверхности DE, равной S, и измеренное электрометром, емкость которого известна, то

$$I = SNe'k_2\frac{V}{l} + SPe'k_1\frac{V}{l} = Se'\frac{V}{l}(Nk_2 + Pk_1).$$

Но, поскольку в воздухе, насыщенном парами воды, практически $k_1 = k_2 = k$, то

$$I = \frac{SVk}{l}(N + P)\,e',$$

откуда:

$$e' = \frac{Il}{kVS\,(N + P)};$$

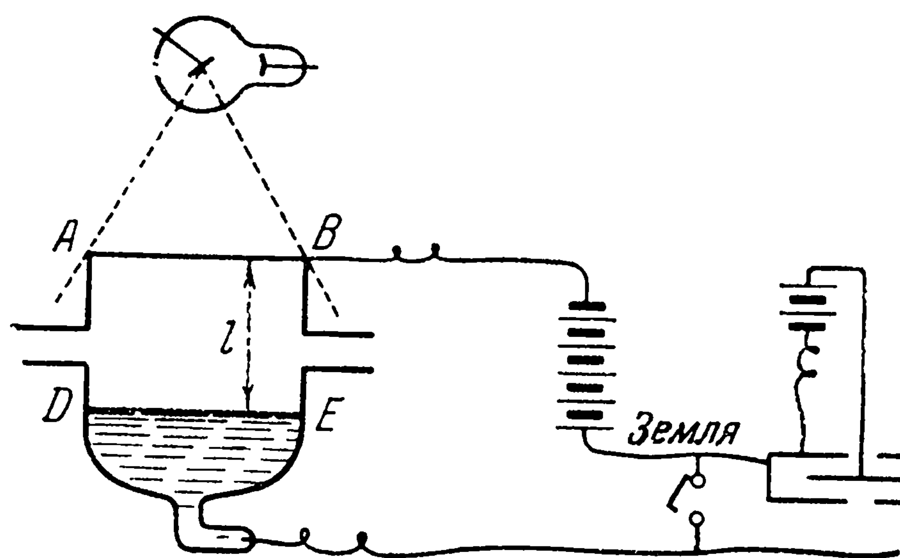


Рис. 6

k известно из измерений подвижности (гл. IV), I измеряется электрометром, а $(N + P)$ определяется из опыта с конденсацией, при котором расширение производится при пропускании тока I через газ.

Таким образом, были найдены весьма близкие для воздуха и водорода числа, колеблющиеся вокруг значения: $e' = 7 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц.

Далее мы увидим (п. 17), каким образом Дж. С. Таунсенду [1] удалось доказать, что *этот заряд e' равен заряду, переносимому при электролизе атомом водорода*, и как он, изучая диффузию ионов в газе, подтвердил изложенные выше результаты о равенстве зарядов, переносимы ионами обоих знаков.

Приложение кинетической теории

Теперь нам надо более определенно встать на точку зрения кинетической теории, чтобы уточнить представления, которые мы до сих пор могли составить себе о ионах в газах.

---

[1] J. S. Townsend. Phil. Trans., A., t. CXCIII, 1899, p. 129.

Ионная гипотеза приобретает новую силу и большую четкость, если связать ее с точными представлениями о газовой среде, которые созданы кинетической теорией.

Я попытаюсь сначала, на основе этой теории, дать простую картину явлений диффузии и перемещения в электрическом поле. Далее мы увидим (гл. III), как кинетические представления позволили мне точнее проанализировать явление рекомбинации ионов противоположных знаков и предсказать численные соотношения, далее подтвердившиеся на опыте.

Постараемся же проследить, принимая основные положения кинетической теории газов, к каким выводам приводит нас гипотеза о существовании наэлектризованных центров среди молекул.

13. Притяжение молекул заряженными центрами. Если M — число молекул в единице объема газа, m — масса каждой из них, u^2 — средняя квадратичная скорость их теплового движения, то, как известно, давление газа задается выражением

$$\omega = \frac{1}{3} M m u^2.$$

Центры, несущие в газах свободные заряды, создают сильное притяжение соседних молекул. Чтобы составить себе представление о порядке величины этого притяжения, вычислим электростатический момент μ молекулы кислорода, поляризованной электрическим полем X. Если K' —диэлектрическая постоянная газа, то электрический момент единицы объема равен поляризации

$$A = \frac{(K' - 1)\, X}{4\pi};$$

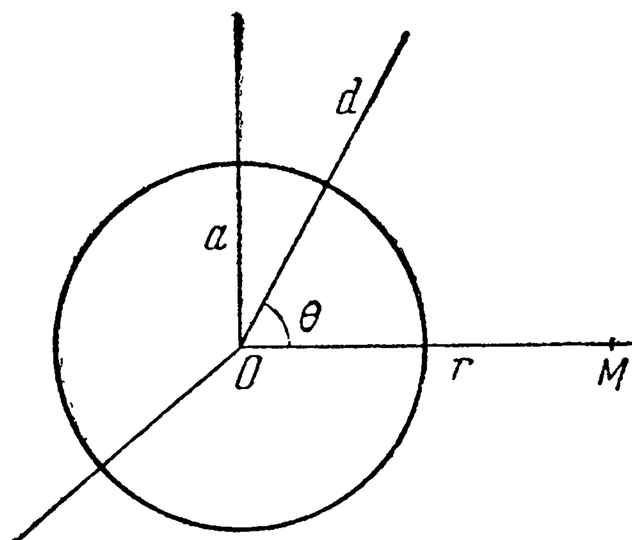
и если M — число молекул в единице объема, то

$$\mu = \frac{A}{M} = \frac{(K' - 1)\, X}{4\pi M}.$$

Ион, несущий заряд $e' = 7 \cdot 10^{-10}$, создает на расстоянии r поле $\frac{e'}{r^2}$, а сила притяжения, испытываемая молекулой, равна:

$$f = \mu \frac{dX}{dr} = \frac{(K'-1)\,X}{4\pi M} \,\frac{dX}{dr} = \frac{K'-1}{2\pi M}\,\frac{e'^2}{r^5}.$$[1]

[1] Эта формула дает только приближенное выражение для притяжения молекулы заряженным центром; оно получено в предположении, что поле, созданное этим центром, однородно во всем объеме, занимаемом молекулой. Пользуясь функциями Лапласа, мне удалось получить полное решение этой задачи для случая сферических молекул и показать, что приближенное решение действительно правильно дает главный член полного решения.



Пусть K будет диэлектрическая постоянная диэлектрика (предполагаемого однородным), составляющего сферическую молекулу с радиусом a, центр которой O расположен на расстоянии r от точки M (рисунок), несущей заряд e'.

Суммарный потенциал V, возникающий как за счет точки M, так и за счет поляризованной сферы, удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta V = 0$ как вне, так и внутри сферы, поскольку диэлектрик предполагается однородным. В точке P расстояние которой от точки M равно ρ, имеем

$$V = V' + \frac{e'}{\rho}, \tag{1}$$

где V' — потенциал, создаваемый поляризованным диэлектриком. Поскольку V и $\frac{e'}{\rho}$ удовлетворяют уравнению Лапласа, то это же имеет место и для их разности V'. Следовательно, имеем

$$V' = \sum_0^\infty \frac{Y_n d^n}{a^{n+1}} = V'_i \tag{2}$$

внутри сферы и

$$V' = \sum_0^\infty \frac{Y_n a_n}{d^{n+1}} = V'_e. \tag{3}$$

Следовательно, эта сила притяжения обратно пропорциональна пятой степени расстояния. Работа, производимая ею при уменьшении расстояния от бесконечности до r, равна

$$W = \int_r^\infty f\,dr = \frac{K'-1}{8\pi M} \cdot \frac{e'^2}{r^4}.$$

Сравним эту величину со средней кинетической энергией молекулы $\tilde{\omega} = \frac{1}{2} mu^2$:

$$\frac{W}{w} = \frac{K'-1}{4\pi M mu^2} \cdot \frac{e^2}{r^4} = \frac{K'-1}{12\pi\tilde{\omega}} \cdot \frac{e'^2}{r^4},$$

где $\tilde{\omega}$ — давление газа.

вне ее, где Y_n — зональная гармоника n-го порядка, поскольку поле, очевидно, вращательное вокруг OM.

Если таким же путем разложить функцию $\frac{1}{\rho}$, то для $d < r$ получим

$$\frac{1}{\rho} = \sum (-1)^n \cdot \frac{P_n d^n}{r^{n+1}}, \tag{4}$$

где P_n, подобно Y_n, является зональной гармоникой, зависящей только от $\cos\theta$. Функция $P_n(\cos\theta)$ известна под названием *полинома Лежандра*. Для $\theta = 0$ имеем

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{r-d} = \sum (-1)^n \frac{d^n}{r^{n+1}},$$

следовательно:

$$P_n(1) = 1. \tag{5}$$

На поверхности сферы, для $d = a$, электростатическое поле (производная потенциала V) имеет разрыв непрерывности. Его нормальная компонента снаружи — $\left(\frac{\delta V}{\delta d}\right)_e$ отличается от его нормальной компоненты внутри — $\left(\frac{\delta V}{\delta d}\right)_i$. Теорема сохранения потока индукции дает соотношение

$$\left(\frac{\partial V}{\partial d}\right)_e = K\left(\frac{\partial V}{\partial d}\right)_i \quad \text{при } d = a.$$

Заменяя V выражением (1), получаем для $d = a$:

K' — 1 пропорционально $\tilde{\omega}$, и для кислорода или воздуха имеем $K' = 1{,}0006$ для $\tilde{\omega} = 10^6$. Поскольку

$$e' = 7 \cdot 10^{-10}$$

имеем

$$\frac{W}{w} = \frac{4}{5} \frac{10^{-29}}{r^4}.$$

$$\frac{\partial V'_e}{\partial d} + e' \frac{\partial}{\partial d} \cdot \frac{1}{\rho} = K \frac{\partial V'_i}{\partial d} + Ke' \frac{1}{\partial d} \cdot \frac{1}{\rho}.$$

Согласно (2), (3) и (4), имеем:

$$\sum_1^\infty \left(K + 1 + \frac{1}{n}\right) Y_n = (K - 1)\, e' \sum_1^\infty (-1)^{n-1} \frac{P_n a^{n+1}}{r^{n+1}},$$

откуда:

$$Y_n = e' \frac{K - 1}{K + 1 + \frac{1}{n}} (-1)^{n-1} \frac{P_n a^{n+1}}{r^{n+1}} \quad \text{и} \quad V'_e = \sum \frac{Y_n a^n}{d^{n+1}} =$$

$$= e' \sum_1^\infty (-1)^{n-1} \frac{(K - 1)\, a^{2n+1} P_n}{\left(K + 1 + \frac{1}{n}\right) r^{n+1} d^{n+1}}.$$

Притяжение сферы точкой M равно действию сферы на заряд в M, т. е.

$$F = e' \left(-\frac{\partial V'_e}{\partial d}\right)_r;$$

$-\left(\frac{\delta V_e}{\delta d}\right)_r$ — поле, вызванное в точке M поляризованной сферой, можно вычислить, давая d значение r в выражении $-\frac{\delta V'_e}{\delta d}$.

Но:

$$-\frac{\partial V'_e}{\partial d} = e' \sum (-1)^{n+1} \frac{K - 1}{K + 1 + \frac{1}{n}} \cdot \frac{a^{2n+1}}{r^{n+1}} \cdot \frac{(n + 1) P_n}{d^{n+2}},$$

откуда:

$$F = e'^2 \sum \frac{K - 1}{K + 1 + \frac{1}{n}} \cdot \frac{(n + 1)\, a^{2n+1}}{r^{2n+3}}, \tag{6}$$

Но, по кинетической теории, диаметр молекулы порядка $\frac{1}{3}\cdot 10^{-7}$ и, если принять это число за нижнюю границу расстояния между молекулой и заряженным центром, получаем

$$\frac{W}{w} \cong 6.$$

Таким образом, притяжение молекул к центру оказывается достаточно сильным, чтобы сохранить в контакте с ним молекулы, на-

---

ибо, согласно (5), для точки M имеем

$$\cos\theta = 1, \qquad P_n = 1.$$

Выражение для F дает для относительной потенциальной энергии сферы и заряда e':

$$W = \frac{e'^2}{2}\sum_1 \frac{K-1}{K+1+\frac{1}{n}} \cdot \frac{a^{2n+1}}{r^{2n+2}}$$

или, если ввести объем сферы

$$v = {}^4/_3\,\pi a^3,$$

$$W = \frac{3}{4}\frac{v}{\pi}\cdot\frac{K-1}{K+2}\cdot\frac{e'^2}{r^4}\left(1+\frac{K+2}{K+{}^3/_2}\cdot\frac{a^2}{r^2}+\frac{K+2}{K+{}^4/_3}\cdot\frac{a^4}{r^4}+\ldots\right). \qquad (7)$$

Первый член разложения действительно дает формулу, которой мы пользовались в тексте.

Чтобы прийти к этой формуле, достаточно вывести зависимость, существующую между диэлектрической постоянной K' всей массы газа и диэлектрической постоянной K вещества, входящего в состав каждой молекулы, предполагаемой сферической.

Если в формуле (6) ограничиться ее первым членом, из нее можно вывести для электростатического момента μ сферы с объемом v, поляризованной полем $X = \frac{e}{r^2}$, выражение

$$\mu = \frac{3v}{4\pi}\cdot\frac{K-1}{K+1}X = \frac{K'-1}{4\pi M}\cdot X,$$

$$K'-1 = 3Mv\frac{K-1}{K+2}.$$

Отсюда для W получаем, ограничиваясь первым членом выражения (7),

$$W = \frac{3v}{4\pi}\cdot\frac{K-1}{K+2}\cdot\frac{e'^2}{r^4} = \frac{K'-1}{8\pi M}\cdot\frac{e'^2}{r^4}.$$

ходящиеся в его непосредственном соседстве; это происходит тем энергичнее, чем выше диэлектрическая постоянная молекул. Мы увидим, что этот результат, предсказанный теоретически, был подтвержден экспериментами, показавшими, что каждый свободный заряженный центр в газе группирует вокруг себя определенное число молекул, которые он вовлекает в свое тепловое движение. Такие агломераты, изменяющиеся в зависимости от температуры газа и его давления, а также от знака заряда (поскольку, вообще говоря, подвижности k_1 и k_2 различны) и иногда сводящиеся просто к одному только исходному центру, и представляют собой *ионы*.

14. При обычных экспериментальных условиях число *ионов* в единице объема (*см*^{3}), выведенное из опытов с конденсацией, даже при наиболее интенсивной ионизации всегда меньше 10^7. С другой стороны, по кинетической теории газов для числа M при нормальном давлении получается значение, большее 10^{19}. Следовательно, при обыкновенном давлении количество молекул по крайней мере в 10^{12} раз больше числа ионов.

Поскольку ионы участвуют в тепловом движении газа, то в результате их столкновений с молекулами средняя кинетическая энергия ионов делается равной средней кинетической энергии молекул газа. Если m_1 — масса агломерата, составляющего положительный ион, u_1^2 — средняя квадратичная скорость его теплового движения, m_2 и u_2^2 — соответствующие величины для отрицательного иона, то

$$m_1 u_1^2 = m_2 u_2^2 = m u^2.$$

Принимая во внимание крайнюю относительную редкость ионов, число их столкновений с молекулами будет неизмеримо больше числа их столкновений между собой; об этих последних нам придется говорить в связи с рекомбинацией, но только столкновения ионов с молекулами определяют все закономерности перемещения ионов в газе как в присутствии, так и в отсутствии поля.

15. Средний путь ионов. В отсутствии электрического поля на ионы не действует никакая сколько-нибудь заметная внеш-

няя сила. Действительно, действие силы тяжести сравнимо с действием бесконечно слабого поля.

Если m_1— масса положительного иона, e'— его заряд, X — электрическое поле, действующее с силой, равной силе тяжести, то

$$Xe' = m_1 g, \quad X = \frac{m_1}{e'} g.$$

Мы получим для X слишком большое значение, если примем, что $\frac{m_1}{e'}$ в 1000 раз больше отношения $\frac{m}{e}$ для атома водорода при электролизе (п. 18).

Отсюда

$$X < \frac{1}{3} \cdot 10^{-11} \cdot 981 = \frac{1}{3} \cdot 10^{-8} = 10^{-6} \text{ в/см}.$$

При нормальном давлении, когда среднее расстояние между молекулами равно около $^1/_3 \cdot 10^{-6}$ *см*, изучавшееся выше электростатическое притяжение производит ничтожно малый эффект на этом расстоянии

$$\frac{W}{w} = \frac{4}{5} \cdot \frac{10^{-29}}{r^4} \cong 6 \cdot 10^{-4}.$$

Поэтому между двумя столкновениями с молекулами ионы практически движутся прямолинейно, свободно пробегая таким образом пути, варьирующие от одного интервала к другому. Можно, однако, определить средний путь λ,— *среднее арифметическое большого числа свободных пробегов.*

В дальнейшем нам понадобится знать распределение значений свободных пробегов вокруг этого среднего значения: пусть I — большое число ионов, которые в один и тот же момент испытали столкновение и начинают свой свободный пробег. Найдем из них число y, пробежавших без столкновения расстояние x.

Очевидно, число столкновений, происходящих в промежутке между x и $x + dx$, пропорционально y и dx:

$$dy = ky\,dx,$$

откуда, интегрируя, получим

$$y = Ie^{-kx},$$

и число ионов, испытавших столкновение между x и $x+dx$, будет

$$dI = -dy = kIe^{-kx}dx.$$

Согласно определению среднего пути, имеем

$$\lambda = \frac{1}{I}\int_0^1 xdI = k\int_0 xe^{-kx}dx = \frac{1}{k};$$

откуда:

$$y = Ie^{-x/\lambda}.$$

Таким образом, число ионов, свободно пробегающих после столкновения путь, превышающий x, получается путем умножения числа всех ионов, претерпевших столкновение, на $e^{-x/\lambda}$, где λ — средний пробег.

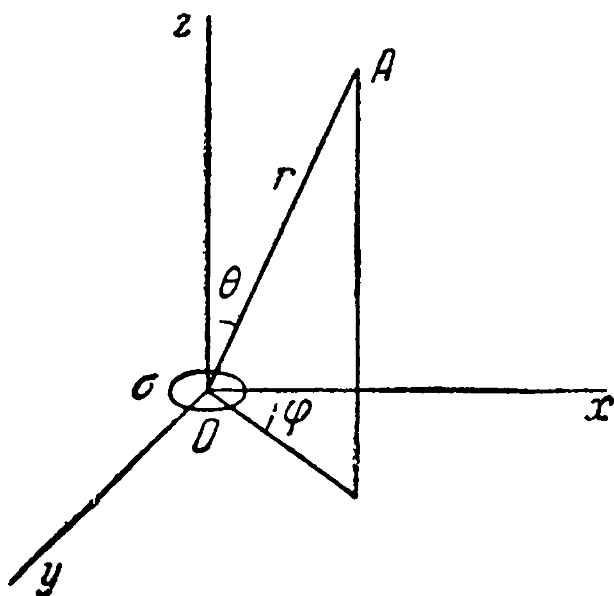


Рис. 7

16. Диффузия ионов. Пусть N — число ионов, например, отрицательных, содержащихся в единице объема газа. Если распределение не однородное, то N будет изменяться от точки к точке, и тепловое движение газа вызовет диффузию, благодаря которой распределение через некоторое время сделается равномерным.

Рассмотрим в O (рис. 7) элемент $d\sigma$ плоскости, перпендикулярной к оси z, предполагаемой вертикальной. Если над этой плоскостью число ионов более многочисленно, чем под ней

$$\left(\frac{\partial N}{\partial z} > 0\right),$$

то число ионов, пересекающих плоскость сверху вниз, будет больше числа ионов, проходящих через плоскость снизу вверх.

Посмотрим, сколько ионов за единицу времени перейдет через единицу поверхности $d\sigma$ из верхней порции газа в нижнюю.

Предположим для простоты, что все ионы обладают одной и той же скоростью, равной средней квадратичной скорости u. Впрочем результаты, к которым мы придем, согласуются с результатами, которые получаются и при более строгих условиях. Более того, поскольку число ионов *крайне* мало по сравнению с числом молекул газа, нам не придется учитывать общее движение всей массы газа снизу вверх, компенсирующее падение давления вследствие окончательного перехода определенного числа ионов сверху вниз.

Пусть A — элемент объема dv, содержащий $N\,dv$ ионов, из которых каждый пробегает за время dt путь udt, и претерпевает $\frac{udt}{\lambda}$ столкновений с молекулами, где λ — средний пробег рассматриваемых ионов. Число ионов, ушедших за время dt из объема dv, претерпев там столкновение, будет

$$N\frac{u}{\lambda}\,dv\,dt.$$

И, поскольку $d\sigma$ видно из A под телесным углом $\frac{d\sigma\cos\theta}{r^2}$, число указанных выше ионов, вылетевших по направлению к $d\sigma$, будет

$$\frac{Nu}{\lambda}\,dv\,dt\cdot\frac{d\sigma\cos\theta}{4\pi r^2}.$$

Число же ионов, пересекающих $d\sigma$ после свободного пробега r, согласно (п. 15), будет

$$d\nu=\frac{Nu\cos\theta}{\lambda 4\pi r^2}\cdot e^{-r/\lambda}\cdot dt\,dv\,d\sigma.$$

В сферических координатах $dv=r^2\sin\theta\,dr\,d\theta\,d\varphi$, поэтому

$$d\nu=\frac{Nu}{4\pi\lambda}\,d\sigma\,dt\cdot e^{-r/\lambda}\sin\theta\cos\theta\,dr\,d\theta\,d\varphi.$$

Число ионов, пересекающих $d\sigma$ сверху вниз, можно рассчитать, интегрируя по всему объему, расположенному выше плоскости yOz.

Благодаря наличию экспоненциального множителя, значения, задающие главные члены этого интеграла, по величине одного порядка с λ, и, следовательно, они достаточно малы, чтобы можно было подставить вместо N выражение

$$N = N_0 + x\frac{\partial N}{\partial x} + y\frac{\partial N}{\partial y} + z\frac{\partial N}{\partial z},$$

где N_0 — значение N в точке 0, и частные производные взяты в этой точке.

После всех вычислений получается, что единственные члены этого интеграла, не равные нулю, суть

$$\left(\frac{N_0 u}{4} + \frac{\lambda u}{6}\cdot\frac{\partial N}{\partial z}\right) dt\, d\sigma.$$

Точно так же получим для числа ионов, пересекающих $d\sigma$ снизу вверх за время dt, выражение

$$\left(\frac{N_0 u}{4} - \frac{\lambda u}{6}\cdot\frac{\partial N}{\partial z}\right) dt\, d\sigma.$$

Разность между ними, отнесенная к единице поверхности и единице времени, равна

$$\frac{\lambda u}{3}\frac{\partial N}{\partial z}.$$

Это число ионов, переходящих из верхней части в нижнюю, такое же, как если бы все ионы (если пренебречь их тепловым движением) обладали одной общей скоростью, компонента v которой, направленная вдоль $0z$, была бы такой, что

$$Nv = \frac{\lambda u}{3}\frac{\partial N}{\partial z},$$

$$v = \frac{\lambda u}{3}\frac{1}{N}\frac{\partial N}{\partial z}.$$

Мы приходим, таким образом, к обычному уравнению диффузии

$$v = D\frac{1}{N}\frac{\partial N}{\partial z}, \tag{4}$$

в котором *коэффициентом диффузии* D является простое выражение

$$D = \frac{\lambda u}{3}.$$

17. Измерение коэффициентов диффузии. Если λ_1 и u_1— значения λ и u для положительных ионов, λ_2, u_2— то же для отрицательных ионов, то коэффициенты диффузии D_1 и D_2 этих ионов, согласно предыдущей теории, выражаются следующим образом:

$$D_1 = \frac{\lambda_1 u_1}{3}, \qquad D_2 = \frac{\lambda_2 u_2}{3}.$$

Таунсенду[1] удалось непосредственно измерить коэффициенты D_1 и D_2 с помощью крайне остроумной методики, основанной на следующих соображениях.

Если проводящая поверхность находится в соприкосновении с ионизированным газом, то ионы, находящиеся в непосредственном соседстве с поверхностью, притягиваются к ней так, как они притягивались бы к своему электрическому изображению на поверхности, и отдают ей свой заряд; в результате в единице объема газа, находящегося в непосредственном контакте с поверхностью, число ионов обоих знаков равно нулю. Следствием этого будет диффузия ионов из массы газа к проводнику, и число ионов, исчезающих за определенное время, отдавая проводнику свои заряды, будет прямо зависеть от коэффициентов D_1 и D_2.

Поэтому, если пропускать поток ионизированного газа через металлическую трубку с таким малым диаметром, что потеря ионов из-за диффузии к стенкам трубки велика по сравнению с потерей их из-за рекомбинации, можно, измеряя отношение R числа зарядов данного знака, имеющихся в газе при входе в трубку и при выходе из нее, рассчитать коэффициент диффузии для ионов этого знака.

Исходя из уравнений диффузии, аналогичных уравнению (4), и из условия, что N равно нулю во всех точках стенок трубки, Таун-

[1] J. S. Townsend. Phil. Trans., A., t. CXCIII, 1899, p. 129.

сенд получил для отношения R выражение вида

$$R = \alpha e^{-\beta \frac{Dl}{V}} + \alpha' e^{-\beta' \frac{Dl}{V}} + \dots,$$

где l — длина трубки, V — объем газа, проходящего через трубку за единицу времени, и D— единственная неизвестная величина — искомый коэффициент диффузии; α, β, α', β'— численные константы, полученные расчетным путем; они таковы, что в выражении для R имеют значение только первые члены.

Экспериментальная установка изображена на рис. 8.

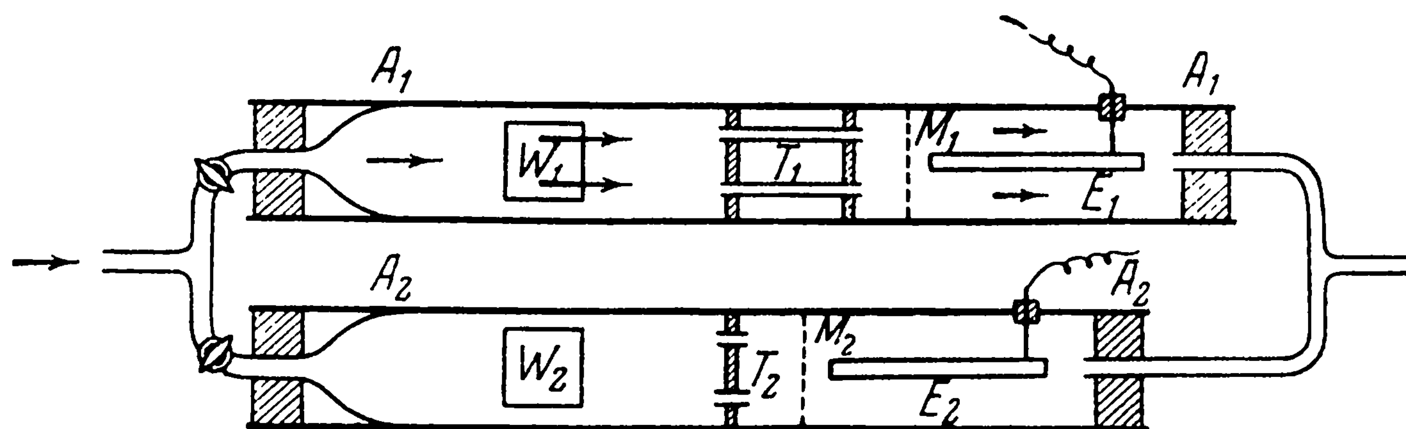


Рис. 8

Газ можно направлять попеременно в одну из двух широких латунных труб A_1 и A_2, снабженных окошками W_1 и W_2, закрытыми тонкими алюминиевыми пластинками, через которые можно впускать рентгеновы лучи; чтобы избежать образования вторичных лучей и тем самым добиться более однородной ионизации, в латунных трубках напротив окошек имеются двойные алюминиевые стенки.

Ионизированный газ поступает затем в пучок латунных труб малого диаметра (T_1 или T_2), в которых и происходят потери вследствие диффузии. Трубы T_2 значительно короче труб T_1 и служат для исключения влияния краев, у которых всегда начинаются «водовороты» в газах.

Далее газ попадает в поле, созданное между изолированным металлическим стержнем E_1 или E_2 и трубкою A_1 или A_2; это поле ограничено металлической сеткой M_1 или M_2. При достаточно сильном поле все ионы определенного знака, проходящие через M, ося-

дут на E; поэтому, если отрегулировать прибор так, чтобы W_1 и W_2 вызывали идентичные ионизации, то, сравнивая количества электричества, собранные на E_1 и E_2, можно рассчитать коэффициент диффузии ионов данного знака. Перемена направления поля заставляет собираться на E ионы другого знака.

После внесения поправок на потери вследствие рекомбинации (впрочем, весьма незначительные) результаты при нормальных условиях были таковы.

Сухие газы

Газ	D_1	D_2	D_2/D_1
Воздух	0,028	0,043	1,54
Кислород	0,025	0,039	1,58
Водород	0,123	0,190	1,54
Углекислый газ	0,023	0,026	1,13

Газы, насыщенные водой

Газ	D_1	D_2	D_2/D_1
Воздух	0,032	0,035	1,09
Кислород	0,029	0,036	1,24
Водород	0,128	0,142	1,11
CO_2	0,024	0,025	1,04

18. Размеры ионов. Из полученных результатов можно сразу же сделать ряд выводов: прежде всего, в них ясно проявляется асимметрия между ионами обоих знаков, т. е. подтверждаются данные, полученные ранее из опытов с конденсацией (п. 9) и из измерений подвижностей (п. 3).

Далее, эти результаты дают возможность составить себе более точное представление о порядке величины молекулярных агломератов, из которых, по-видимому, состоят ионы при обыкновенных давлениях.

Если бы размеры ионов были равны размеру одной газовой молекулы и если бы ионы не притягивали нейтральных молекул, их коэффициент диффузии должен был бы равняться коэффициенту диффузии газа в самом себе, полученному из опытов по измерению вязкости. Этот коэффициент для воздуха равен 1,150, т. е. значительно превосходит D_1 и D_2.

Следовательно, ионы диффундируют в газе менее легко, чем ней тральные молекулы. Это может происходить по двум причинам.

Либо, вследствие изученного выше (п. 13) притяжения, ион состоит из агломерата молекул вокруг электрически заряженного центра; в этом случае должно иметь место уменьшение среднего пробега λ и скорости u и, следовательно, уменьшение коэффициента диффузии, пропорционального произведению λu.

Либо можно предположить, что заряженные центры, образующиеся при диссоциации нейтральной молекулы в момент ионизации, движутся изолированно, но при этом их средний путь уменьшен из-за интенсивного притяжения, которое они оказывают на очень близкие к ним молекулы, и которое практически обратно пропорционально пятой степени расстояния (п. 13).

Однако эта последняя гипотеза не в состоянии объяснить все наблюденные экспериментальные факты. В главе II мы увидим, что отрицательный центр, создающийся при диссоциации нейтральной молекулы, чрезвычайно мал по сравнению с положительным центром и поэтому должен обладать соответственно большим средним путем, а также и тепловой скоростью u_2, значительно превосходящей u_1. Между тем, хотя коэффициенты D_1 и D_2 и отличны друг от друга, отношение их остается близким к единице.

Следует, наконец, обратить внимание на совершенно замечательное влияние водяного пара, ни в коей мере не соответствующего числу молекул воды в газе. Это влияние очень хорошо объясняется с точки зрения гипотезы молекулярных агломератов, ибо, вследствие высокой диэлектрической постоянной водяного пара, его молекулы должны притягиваться заряженным центром значительно сильнее, чем молекулы других газов и, следовательно, агломерат, обра-

зующийся вокруг такого центра, должен быть значительно богаче водой, чем остальной газ. Эти аггломераты, заметно превосходящие молекулы по величине, в присутствии пересыщающего водяного пара действуют как центры конденсации.

Представляется все же правдоподобным, что образование свиты молекул вокруг наэлектризованного центра не исключает полностью возможности притяжения в момент соударения иона с молекулами, но эффект этот должен оказаться значительно ослабленным, благодаря сильному увеличению расстояния между молекулой и заряженным центром. Я попытаюсь определить порядок величины аггломератов и получить для нее верхнюю границу, пренебрегая действием этого притяжения и считая соударения упругими ударами. При этой гипотезе, если m_1 — масса положительного иона, m — масса молекулы, σ — сумма радиусов иона и молекулы, мы имеем[1]

$$\lambda_1 = \frac{1}{\pi\sigma^2 M \sqrt{\frac{m+m_1}{m}}}, \qquad (*)$$

где M, так же, как и выше,— число молекул в единице объема.

Если s — диаметр молекулы, то ее средний путь будет:

$$\lambda = \frac{1}{\pi s^2 M \sqrt{2}},$$

откуда

$$\frac{D_1}{D} = \frac{\lambda_1 u_1}{\lambda u} = \frac{s^2 u_1}{\sigma^2 u}\sqrt{\frac{2m}{m+m_1}}.$$

Пусть x — число молекул, сгруппировавшихся для образования иона; тогда

$$m_1 = xm,$$

$$\frac{u_1^2}{u^2} = \frac{m}{m_1} = \frac{1}{x},$$

откуда

$$\frac{D_1}{D} = \frac{s^2}{\sigma^2}\sqrt{\frac{2}{x(x+1)}};$$

D_1/D, определенное экспериментально, равно приблизительно $^1/_4$; отсюда для x мы получим верхнюю границу, полагая $s = \sigma$, ибо,

[1] L. Boltzmann. Théorie cinétique des gaz. Trad. Gallotti. Gauthier-Villars, 1901.

по гипотезе об агломератах, s, очевидно, меньше σ

$$\sqrt{\frac{2}{x(x+1)}} = \frac{1}{5}.$$

Это уравнение имеет только один положительный корень, значение его близко к 7.

Итак, в воздухе, как, впрочем, и во всех других газах, положительный ион, а также и меньший по размерам отрицательный ион, представляют собой агломераты молекул, число которых меньше 10 и которые удерживаются притяжением наэлектризованного центра.

Отсюда вытекает представление об ионе, как о центре, окруженном одним единственным слоем нейтральных молекул, группирующихся вокруг него. Это представление хорошо согласуется с полученным при расчете притяжения (п. 13) выводом о том, что работа, превосходящая кинетическую энергию молекул, получается только тогда, если расстояние от молекулы до наэлектризованного центра меньше удвоенного диаметра молекулы.

Отсюда выводим также:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda} = \frac{s^2}{\sigma^2}\sqrt{\frac{2m}{m+m_1}} < \frac{1}{2}.$$

Таким образом, максимальная длина среднего свободного пути положительного иона равна половине длины среднего пути газовых молекул; в воздухе при атмосферном давлении это будет $^1/_2 \cdot 10^{-5}$.

Приведенные выше соображения, по-видимому, настолько согласуются между собой, что позволяют составить себе, хотя бы предварительно, более точное представление о структуре ионов. В следующей главе мы займемся природой центров, вокруг которых образуются агломерации.

19. Отрицательный заряд, получаемый проводниками. Неравенство коэффициентов D_1 и D_2 позволяет наконец объяснить, почему проводники, сначала нейтральные, заряжаются отрицательно при контакте с воздухом, ионизированным рентгеновыми лучами. Излучение освобождает в газе одинаковые количества положительного и отрицательного электричест-

ва, но отрицательные ионы, скорее диффундирующие к проводнику, быстрее отдают ему свой заряд, и окружающий воздух остается заряженным положительно. Этот факт чрезвычайно четко был установлен на опыте Я. Зелены [1].

Диффузией ионов к проводникам объясняется также и тот факт, что ионизированный или наэлектризованный воздух теряет свои свободные заряды, когда его пропускают через достаточное число металлических сеток. Число сеток, необходимое для отбора всех ионов, конечно, тем меньше, чем больше коэффициент диффузии ионов. По ряду причин (возрастание средней кинетической энергии и ослабление агломерата) этот коэффициент диффузии должен очень быстро возрастать с повышением температуры; этим объясняется любопытный результат Вийяра [2], в опытах которого прохождение газов из пламени через две металлические сетки полностью лишало их проводимости.

20. Подвижность ионов. В отсутствие электрического поля общее перемещение ионов происходит только благодаря диффузии.

Предположим теперь, что в газе создано поле X: сила, с которой оно действует на электрически заряженный ион, видоизменяет прямолинейную траекторию свободного пробега иона в параболу. Если эта парабола мало отклоняется от прямой, средняя продолжительность $\frac{\lambda}{u}$ свободного пробега не претерпит заметного изменения: это условие будет осуществлено при достаточно слабом поле, которое за время свободного пробега производит работу, малую по сравнению с кинетической энергией иона $\frac{1}{2}mu^2$.

Когда ион перемещается параллельно полю, эта работа достигает наибольшего значения $Xe'\lambda$; ее отношение к $\frac{1}{2}mu^2$ равно

$$\rho = \frac{2Xe'\lambda}{mu^2} = 2X\lambda\frac{Me'}{Mmu^2} = \frac{2X\lambda}{3}\cdot\frac{Me'}{\bar{\omega}},$$

[1] J. Zeleny. Phil. Mag., t. XLVI, 1898, p. 134.

[2] P. Villard. Comptes rendus, t. CXXX, p. 125.

где M — число молекул газа в единице объема, а $\widetilde{\omega}$ — давление газа. Несколько ниже мы покажем, что заряд ионов e' равен e—заряду атома водорода при электролизе. Следовательно, для $\widetilde{\omega} = 10^6$ и $Me = 1{,}29 \cdot 10^{10}$ (п. 4):

$$\rho = 0{,}86 \cdot 10^4 \cdot X\lambda.$$

$X\lambda$—это падение потенциала на пути между двумя последовательными столкновениями иона. В воздухе при обыкновенном давлении мы нашли для λ значение, меньшее $\frac{1}{2}\,10^{-5}$ (п. 18), следовательно,

$$\rho = 0{,}043\,X.$$

Таким образом, X может сделаться равным 20 единицам CGS или 6000 *в/см*, и при этом ρ все еще будет меньше 1.

Так как поля, применяемые для улавливания ионов, обычно не превосходят 200 *в/см*, можно пренебречь воздействием поля на длительность свободного пробега.

Посмотрим, каково будет перемещение иона за единицу времени под действием поля X. Число столкновений за это время равно $\frac{u}{\lambda}$, а число столкновений, имевших место после свободного пробега, длина которого лежит между x и $x + dx$, равно

$$\frac{u}{\lambda}\, e^{-x/\lambda} dx.$$

Продолжительность свободного пробега x равна x/u, и за это время поле заставляет ион пройти в направлении поля расстояние

$$\frac{1}{2}\gamma t^2 = \frac{1}{2}\gamma \frac{x^2}{u^2},$$

где γ — ускорение, вызванное силой Xe', с которой действует поле:

$$\gamma = \frac{Xe'}{m}.$$

Следовательно, полное перемещение иона в направлении поля за единицу времени равно

$$v = \frac{Xe'}{2m\lambda u} \cdot \int_0^\infty x^2 e^{-x/\lambda} dx = \frac{Xe'\lambda}{mu}.$$

Эта величина v есть общая скорость перемещения ионов в поле X. Она пропорциональна X:

$$v = kX,$$

и дает для *подвижности* k выражение

$$k = \frac{\lambda e'}{mu}.$$

Итак, при перемещении ионов под действием поля все происходит так, как если бы ионы приобрели постоянную скорость v: это движение аналогично тому, которое ионы приобрели бы в вязкой среде, создающей сопротивление, пропорциональное их скорости. Аналогичное выражение было найдено нами для влияния диффузии на движение ионов.

21. Электрический ветер. Благодаря этой вязкости, происходящей от столкновений ионов с молекулами, сила NXe', с которой действует поле на N ионов определенного знака, заключенных в единице объема, передается всей массе газа. Если в газе не имеется того же количества ионов противоположного знака, на которые в поле действовала бы сила, уравновешивающая указанную выше силу, т. е. если газ заряжен, то он должен испытать под действием поля общее перемещение.

Я. Зелены [1] открыл ряд конвекционных явлений, полностью аналогичных явлению, известному под названием *электрического ветра*. Когда стенки мешают перемещению массы газа, возникают разности давления, уравновешивающие силы, оказываемые полем. Мы увидим, как измерение этих разностей давления позволило Чаттоку [2] разработать метод определения подвижностей ионов, образованных в коронном разряде (гл. IV).

22. Заряд ионов. Выражения, полученные для коэффициента диффузии и для подвижности ионов заданного знака, равны

$$D = \frac{\lambda u}{3}, \qquad k = \frac{\lambda e'}{mu}.$$

[1] J. Zeleny. Physical Review, t. VIII, 1899, p. 161.

[2] A. P. Chattock. Phil. Mag., t. XLVIII, 1899, p. 401.

Отсюда ясно, что при постоянной температуре отношение $\frac{k}{D}$ постоянно для всех ионов и для всех газов.

Действительно:

$$\frac{k}{D}=\frac{3e'}{mu^2}=\frac{Me'}{\tilde{\omega}}, \tag{5}$$

где M — число молекул газа при давлении $\tilde{\omega}$. При одной и той же температуре отношение $\frac{M}{\omega}$ одно и то же для всех газов, а e', как мы видели выше (п. 12), одно и то же для всех ионов.

Следовательно, при постоянной температуре коэффициенты диффузии пропорциональны подвижностям.

Это положение подтверждается опытными данными; достаточно сравнить коэффициенты диффузии, измеренные Таунсендом, с непосредственно измеренными подвижностями (гл. V).

Из формулы (5) можно сделать еще более существенный вывод. Если e — заряд одного атома водорода при электролизе, то, как известно, при $\omega = 10^6$ и температуре 0° мы имеем

$$Me = 1{,}29\cdot 10^{10}.$$

Это число получено непосредственно из опытов (п. 4). При температуре же 15°, при которой измерялись k и D,

$$Me = 1{,}23\cdot 10^{10}.$$

Выражение (5) можно представить в виде

$$\frac{k}{D}=\frac{Me}{\tilde{\omega}}\cdot\frac{e'}{e}=1{,}23\cdot 10^4\,\frac{e'}{e},$$

откуда

$$\frac{e'}{e}=\frac{1}{1{,}23\cdot 10^4}\cdot\frac{k}{D}.$$

Таким образом, с помощью чисел, непосредственно полученных опытным путем, включая сюда и k и D, мы можем получить отношение заряда иона к заряду атома водорода при электролизе. Для

положительных ионов в воздухе получаем

$$\frac{e'}{e} = 1{,}04,$$

а для отрицательных ионов:

$$\frac{e'}{e} = 1{,}05.$$

Точность измерений k и D такова, что оба эти числа можно считать равными 1. Этот результат прежде всего подтверждает равенство зарядов, несомых ионами обоих знаков, выведенное нами из опытов с конденсацией (п. 10). Кроме того, этот результат говорит нам, что *ионы обоих знаков, образованные в воздухе при воздействии рентгеновых лучей, несут заряд, равный по абсолютной величине заряду атома водорода при электролизе.*

Результат этот, распространенный Тоунсендом на другие газы *и на все возможные способы ионизации газов* [1], имеет первостепенное теоретическое значение.

23. Выводы. Полученный результат делает еще более неправдоподобной гипотезу об электрической диссоциации молекулы при ионизации: в противоположность тому, что мы находим в электролитах, в газе мы не встречаем двух- или многовалентных ионов. Ниже мы действительно убедимся в том, что диссоциация молекулы газа на ионы совершенно отлична от диссоциации при электролизе.

Более того, если $e' = e$, то из измерений, сделанных Дж. Дж. Томсоном на основании его опытов с конденсацией (п. 12), получаем для e

$$e = 7 \cdot 10^{-10} \text{ электростатических единиц.}$$

Отсюда, поскольку значение Me при нормальных условиях точно известно (4),

$$Me = 1{,}29 \cdot 10^{10},$$

Тоунсенд получил

$$M = \frac{1{,}29 \cdot 10^{10}}{7 \cdot 10^{-10}} \approx 2 \cdot 10^{19}.$$

[1] J. S. Townsend. Phil. Trans., A., t. CXCV, 1901 p. 259.

Таким образом, получается наиболее вероятное значение числа молекул, содержащихся в 1*см*^{3} газа при нормальных условиях. Это число вполне соответствует значениям, ранее полученным из кинетической теории, но, по-видимому, менее точным.

24. Общая формулировка. Мы можем теперь формулировать более точно, в чем собственно говоря состоит ионизация газа при воздействии рентгеновых лучей или других факторов, которые мы изучим в следующей главе.

Ионизация состоит в образовании внутри газа одинаковых количеств положительно и отрицательно заряженных центров, из которых каждый обладает зарядом, равным заряду, переносимому атомом водорода при электролизе. Благодаря электростатическому притяжению, эти заряды создают вокруг себя свиту из электрически нейтральных молекул. Образованные таким образом агломераты, которые называют ионами, движутся по всем направлениям, подобно газовым молекулам. Их общее перемещение, при отсутствии электрического поля, вызывается только диффузией. Если создать поле X, *то общее перемещение происходит со скоростью* k_1X *— по направлению линии сил для положительных ионов и со скоростью* k_2X *— в обратном направлении для отрицательных ионов.*

25. Сравнение влияний подвижности и диффузии. Мы видели (п. 16), что в результате диффузии за единицу времени через единицу поверхности, перпендикулярной к Oz, в сторону убывающего N проходит число ионов, равное

$$D\frac{\partial N}{\partial z}.$$

Поле X, параллельное Oz, сообщая ионам общую скорость kX, за то же самое время заставит пройти число ионов:

$$kXN.$$

Отношение этих чисел равно

$$\frac{D}{kX}\cdot\frac{1}{N}\frac{\partial N}{\partial z}.$$

Предположим, что ионы имеются только в одной из порций газа и что плотность их падает от N до нуля в области, имеющей толщину только в 1 *мм*. Среднее значение $\frac{1}{N}\cdot\frac{\partial N}{\partial z}$ в этой области будет $\frac{1}{0,1}=10$. Поле X, могущее произвести перемещение, равное тому, которое вызывает здесь диффузия, задается соотношениями

$$\frac{D}{kN}\cdot 10 = 1,\ X=\frac{10D}{k}=\frac{1}{1500}.$$

Это — очень слабое поле. При полях порядка 100 *в/см*, или $^1/_3$ электростатической единицы, подобных тем, которыми я пользовался при измерениях подвижностей (гл. V), перемещения, связанные с подвижностью, были в 500 раз больше перемещений, вызванных диффузией. Поэтому я имел право пренебречь этими последними.

Глава II

ИОНИЗАЦИЯ КАТОДНЫМИ ЛУЧАМИ

26. Катодная эмиссия. Прежде чем показать идентичность ионизации, вызываемой рентгеновыми и катодными лучами, я укажу сначала, как было расширено и обобщено понятие катодной эмиссии.

В 1895 г. Перрен [1] показал, что катодные лучи, открытые и изученные Гитторфом (1869) и Круксом, переносят отрицательные заряды; это делало в высшей степени вероятным, что они представляют собой отрицательно заряженные материальные центры, перемещающиеся с огромной скоростью. Гипотеза о материальной природе катодных лучей ранее была высказана Круксом.

Дж. Дж. Томсону [2] первому удалось измерить скорость катодных лучей, а также и отношение их заряда к материальной массе

[1] J. Perrin. Comptes rendus, t. CXXI, 1895, p. 1130.
[2] J. J. Thomson. Phil. Mag., 5-th. ser., t. XLIV, 1897, p. 293.

центров $\frac{e}{m}$, о которой только что шла речь. Для этого он измерял отклонения катодных лучей в электрических и магнитных полях.

Его результаты были полностью подтверждены Кауфманом [1], изучавшим только отклонения в магнитных полях. Я кратко опишу здесь эту методику.

Пусть заданное падение потенциала V вызывает разряд в круксовой трубке между катодом и фарадеевским цилиндром, служащим для улавливания лучей. Этот цилиндр находится в однородном магнитном поле H, перпендикулярном к пучку катодных лучей и закручивающем этот пучок по кругу; радиус последнего r можно определить по смещению точки, в которой катодный пучок ударяется о дно цилиндра.

Кинетическая энергия, приобретенная катодными частицами, равна работе Ve электрических сил. Если v — скорость частиц, то их кинетическая энергия равна $\frac{1}{2}mv^2$. Следовательно,

$$\frac{1}{2}mv^2 = Ve.$$

Катодный центр с зарядом e и скоростью v по теории Максвелла можно рассматривать как элемент тока с моментом $e \cdot v$, испытывающий в магнитном поле H, перпендикулярном к направлению скорости, действие силы, перпендикулярной к обоим предыдущим направлениям и равной, по формуле Лапласа, Hev. Эта сила преобразует прямолинейную траекторию в окружность с таким радиусом r, при котором величина центробежной силы $\frac{mv^2}{r}$ равна величине указанной выше силы:

$$Hev = \frac{mv^2}{r}.$$

Из этих двух уравнений выводим

$$v = \frac{2V}{Hr},$$

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{H^2r^2}.$$

[1] W. Kaufmann. Wied. Ann., t. LXI, 1897, p. 544.

Величина $\frac{e}{m}$ оказалась постоянной и не зависящей ни от того, каким газом заполнена круксова трубка, ни от материала катода. По-видимому, наиболее надежным является значение, полученное С. Симоном [1] с помощью методики В. Кауфмана:

$$\frac{e}{m} = 1{,}865 \cdot 10^7 \text{ электромагнитных единиц CGS} =$$
$$= 5{,}6 \cdot 10^{17} \text{ электростатических единиц CGS } [^8].$$

Это значение примерно *в 2000 раз* больше значения $2{,}9 \cdot 10^{14}$, полученного из электролиза для атома водорода (п. 4). Следовательно, либо катодный центр имеет массу атома водорода и переносит здесь заряд, в 2000 раз превосходящий заряд, переносимый атомом водорода при электролизе, либо, если заряд равен единичному заряду e', измеренному в предыдущей главе, то масса центра должна быть в 2000 раз меньше массы атома водорода. Эта последняя гипотеза и была подтверждена на опыте.

В опытах Симона V изменялось от 6000 до 12 000 *в*; соответствующие значения v, выведенные из соотношения

$$v^2 = 2V\frac{e}{m},$$

заключены между $5 \cdot 10^9$ и $7 \cdot 10^9$, т. е. 50 000 *км* и 70 000 *км/сек*. В трубках Крукса скорость катодных лучей может превзойти 100 000 *км/сек*, т. е. одну треть скорости света.

Прямые измерения этой скорости, проделанные Вихертом[2], подтвердили существование этого громадного значения v и тем самым и соответствующего значения $\frac{e}{m}$.

27. Обобщение понятия катодной эмиссии. Известны и другие условия, при которых имеет место эмиссия отрицательных зарядов.

---

[1] S. Simon. Wied. Ann., t. LXIX, 1899, p. 589.
[2] E. Wiechert. Wied. Ann., t. LXIX, 1899, p. 739.

1°. В случае эффекта Герца (п. 1). Ленард[1] показал, что вещество, служащее носителем отрицательных зарядов, не зависит от природы металла, испускающего эти заряды; пользуясь методикой, аналогичной методике Кауфмана, Ленард нашел для отношения $\frac{e}{m}$ значение, совпадающее со значением, характерным для катодной эмиссии.

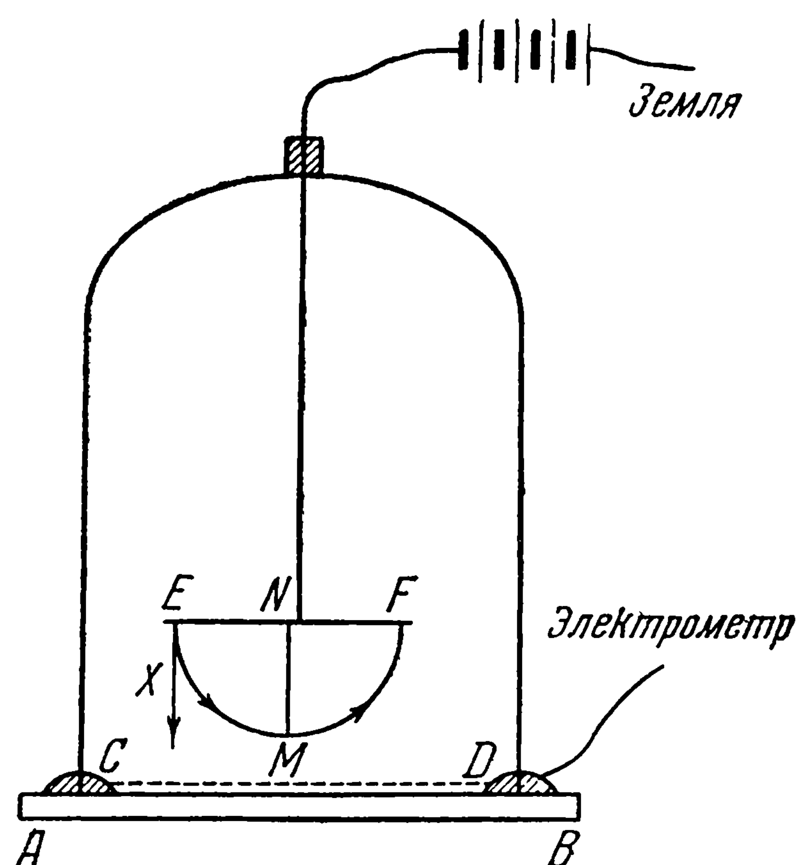


Рис. 9

Эти измерения еще раньше были проделаны Дж. Дж. Томсоном[2] с помощью крайне остроумной методики: колокол, в котором создают круксово разрежение (рис. 9), закрывают снизу кварцевой пластинкой AB, прозрачной для ультрафиолетовых лучей, генерируемых в дуге между двумя цинковыми стержнями. Эти лучи проходят через металлическую сетку CD, тщательно изолированную и соединенную с электрометром; далее эти лучи падают на полированную цинковую пластинку EF, заряженную отрицательно по отношению к CD, благодаря батарее аккумуляторов, поддерживающей однородное поле X между EF и CD. Отрицательные заряды, испускаемые EF, движутся вдоль силовых линий поля и разряжают положительно заряженную сетку CD.

Но скорость разряда сильно уменьшается, если создать магнитное поле H, перпендикулярное к плоскости рисунка. Сила, действующая при этом на каждую частицу с отрицательным зарядом e, искривляет ее траекторию, придавая этой последней в поле X форму циклоиды EMF, высота которой равна

$$\frac{2X}{H^2} \cdot \frac{m}{e}.$$

---

[1] P. Lenard. Wied. Ann., t. LXIV, 1898, p. 279.

[2] J. J. Thomson. Phil. Mag., 5-th ser., t. XLVIII, 1899, p. 547.

CD будет разряжаться, только пока ее расстояние l от EF будет меньше MN, т. е. пока отрицательные частицы будут в состоянии достигнуть CD.

Следовательно, MN делается равным l при таком значении λ, при котором CD перестает разряжаться. Определенное таким образом значение $\frac{e}{m}$ оказалось близким к значению, полученному из опытов с катодными лучами.

2°. Эльстер и Гейтель [1] показали, что раскаленная угольная нить в разреженном водороде испускает отрицательные заряды. Применение описанной выше методики позволило проф. Дж. Дж. Томсону и в этом случае получить то же самое значение $\frac{e}{m}$.

3°. Соли урана и радия испускают сложные излучения, состоящие частью из лучей, подобно рентгеновым лучам, не отклоняющихся в магнитном поле, частью же, как это показали супруги Кюри [2], из отрицательно заряженных, отклоняемых лучей. Для этих отклоняемых лучей Беккерель [3], а позднее Кауфман [4], опять получили для отношения $\frac{e}{m}$ значения того же порядка. Ниже мы еще вернемся к этим опытам Кауфмана (п. 32).

4°. То же значение было получено, наконец, и при изучении эффекта Зеемана для вращающихся отрицательных зарядов, которые, по теории Лоренца, являются источниками световых колебаний. Далее мы увидим (п. 30), что материальные атомы следует рассматривать, как состоящие из очень большого числа отрицательно заряженных центров или электронов, сдерживаемых вместе притяжением одного единственного положительного заряда, по абсолютной величине равного сумме всех этих отрицательных зарядов. Эти электроны движутся под действием сил притяжения и когда в системе про-

---

[1] J. Elster u. H. Geitel. Wied. Ann., t. XXVI, 1885, p. 1; t. XXXVIII, 1899, p. 27.

[2] M. et M-me Curie. Comptes rendus, t. CXXX, 1900, p. 647.

[3] H. Becquerel. Comptes rendus, t. CXXX, 1900, p. 809.

[4] W. Kaufmann. Nachrichten d. Gesel. d. Wissen. zu Göttingen, 1901, Heft 2.

исходит возмущение, их вращение должно сопровождаться испусканием волн с периодом, равным длительности обращения электрона по его орбите. Это — волны света.

Мощное магнитное поле деформирует орбиты электронов так же, как оно деформирует траектории катодных лучей, и вызывает соответствующее изменение периодов (в этом, как известно, и заключается эффект Зеемана). Определив величину изменения периодов, можно вычислить $\frac{e}{m}$. Оказалось, что знак эффекта Зеемана именно тот знак, какого требует испускание волн отрицательными зарядами, величина же этого эффекта дает то же значение $\frac{e}{m}$, которое было получено для катодных лучей.

28. Скорость при различных видах катодной эмиссии. Итак, внешние проявления различных типов испускания отрицательных зарядов во всех приведенных случаях, повидимому, одни и те же, и природа эмиттированных отрицательных зарядов по всей вероятности идентична природе катодных лучей. Заряд, переносимый одним и тем же количеством вещества, является величиной постоянной и примерно в две тысячи раз превосходящей величину заряда, переносимого водородом при электролизе; только скорость оказалась величиной переменной и при том изменяющейся в необыкновенно широких пределах.

Скорость эта достигает своего максимального значения для отклоняемых лучей радия: П. Кюри показал их необыкновенную проникающую способность, а В. Кауфман получил для этих лучей скорости, превосходящие $^9/_{10}$ скорости света ($2{,}83 \cdot 10^{10}$). Далее идут катодные лучи, скорость которых может достигать $^1/_3$ скорости света (10^{10}, или 100 000 *км/сек*). При этих скоростях они могут пройти через очень тонкое алюминиевое окошко и, как известно, выйти из круксовой трубки в виде лучей Ленарда.

Минимальные скорости встречаются при отрицательной эмиссии Герца. Ленард [1] показал, что эта эмиссия продолжается только

[1] Ph. Lenard. Wied. Ann., t. LXIV, 1898, p. 279.

до тех пор, пока облученный металл не примет положительный потенциал, равный, примерно, 2*в*. Следовательно, поскольку для остановки частиц достаточно 2*в*, скорость эмиссии при выходе из металла равна

$$v=\sqrt{2V\frac{e}{m}}=\sqrt{2\cdot\frac{2}{300}\cdot 5{,}6\cdot 10^{17}}=0{,}87\cdot 10^{8};$$

Эта скорость близка к 1000 *км/сек*.

Если зарядить металл отрицательно, эта скорость увеличится под действием поля и будет зависеть только от разности потенциалов, если, как это было в опытах Дж. Дж. Томсона и Ленарда, вакуум достаточно хорош, чтобы не имели места соударения отрицательных частиц с молекулами.

По всей вероятности особая радиоактивность, появляющаяся, как недавно показал Мак-Леннан [1], у некоторых солей под действием катодных лучей, тоже вызывается катодной эмиссией с очень малой скоростью, аналогичной эмиссии при эффекте Герца.

29. Катодная эмиссия и газы. При поглощении катодной эмиссии газами образуются отрицательные ионы. Когда катодная эмиссия проникает в газ, находящийся при достаточно высоком давлении, она может вызвать, в зависимости от ее скорости, два различных эффекта; оба они послужат нам для выявления тесной связи между катодными частицами и отрицательными ионами, изучавшимися нами в предыдущей главе.

Действительно опыты позволили установить следующие два положения, которые мы и разберем последовательно одно за другим.

1°. Катодные частицы с малыми скоростями, попадая в газ, превращаются там в отрицательные ионы, идентичные тем, которые создаются рентгеновыми лучами. Следовательно, катодная частица представляет собой заряженный центр, который,

---

McLennam. Phil. Mag. (6), t. III, 1902, p. 195.

притягивая нейтральные молекулы, образует вокруг себя агломерат, являющийся обычным отрицательным ионом.

2°. При действии рентгеновых лучей на газ в нем должны создаваться отрицательные центры, идентичные катодным частицам, которые далее окружают себя «свитой» молекул, характерных для отрицательного иона. Если в газе существует очень сильное поле, эти отрицательные центры сразу приобретают слишком большую скорость, чтобы их могло остановить притяжение молекул, т. е. чтобы мог образоваться отрицательный ион. *Отрицательные центры ведут себя в сильном поле как настоящие катодные лучи, обладающие большой скоростью; как и эти лучи, они вызывают ионизацию газа в момент их столкновения с молекулами. Это явление было обнаружено в очень тщательно проведенных опытах Таунсенда.*

Таким образом, идентичность катодной частицы заряженному центру отрицательного иона оказывается установленной двумя совершенно различными способами.

Разберем прежде всего превращение катодных лучей с небольшими скоростями в отрицательные ионы.

Катодные лучи очень малых скоростей получаются при эффекте Герца, когда обыкновенный ультрафиолетовый свет падает на металлическую поверхность (п. 28), либо вовсе не заряженную, либо обладающую таким слабым отрицательным зарядом, что поле это не вызывает заметного увеличения начальной скорости отрицательной эмиссии (равной 10^8).

Если какой-нибудь газ соприкасается с этой металлической поверхностью, то, как показывает опыт, в нем имеются *только* отрицательные заряды, несомые ионами, за идентичность которых ионам, изучавшимся нами в предыдущей главе, говорит целая совокупность фактов:

1°. Вильсон[1] показал, что минимальное расширение, при котором в этом случае происходит конденсация пересыщенного водяного пара, равно 1,25.

[1] C. T. R. Wilson. Phil. Trans., t. CXCIII, 1900, p. 289.

2°. Таунсенд[1] использовал для измерения коэффициента диффузии этих отрицательных зарядов методику, описанную в п. 17, и получил практически то же значение, что и для отрицательных ионов, созданных рентгеновыми лучами.

3°. Э. Резерфорд[2] (гл. IV) получил ту же подвижность в электрическом поле.

4°. Наконец, Дж. Дж. Томсон[3] в опыте, идентичном описанному в п. 12, нашел, что эти отрицательные центры несут тот же заряд $e' = 7 \cdot 10^{-10}$.

Из всего этого мы должны сделать вывод, что *катодная частица* тождественна заряженному центру отрицательных ионов, *и что она несет заряд, равный тому, который атом водорода переносит при электролизе* (п. 22).

Если такая частица движется в газе с достаточно малой скоростью, то притяжения, испытываемого ею со стороны молекул, достаточно, чтобы остановить ее, и тогда вокруг нее образуется обычный отрицательный ион.

30. Корпускулы. Зная заряд отдельной катодной частицы и величину отношения $\frac{e}{m}$ (п. 26), легко показать, что ее масса составляет, примерно, одну двухтысячную массы атома водорода.

Это — результат первостепенной важности с точки зрения наших представлений о строении материи; он показывает, что имеется некий первичный элемент, не зависящий от того, из какого вещества он был выделен, и обладающий постоянным отрицательным зарядом, той естественной единицей заряда, о которой я говорил выше, а также и механической массой, в две тысячи раз меньшей самой малой из масс, до сих пор считавшихся физически неделимыми.

Мы сохраним для этих катодных частиц название *корпускул*, предложенное проф. Дж. Дж. Томсоном. Название *электрон*,

---

[1] J. S. Townsend. Phil. Trans., A., t. CXCV, 1901.

[2] E. Rutherford. Proc. Camb. Phil. Soc., t. IX,1898, p. 410.

[3] J. J. Thomson. Phil. Mag., 5-th ser.. t XLYIII, 1899, p. 547.

не менее общепринятое, часто употребляется в несколько ином смысле.

Материальный атом следует представлять себе как совокупность значительного числа корпускул, которые, благодаря притяжению положительного заряда, по абсолютной величине равного (если атом электрически нейтрален) сумме всех отрицательных зарядов, поддерживаются в виде некоторой динамически устойчивой конфигурации; в этой системе корпускулы обращаются с необыкновенно большими скоростями.

Мы видели (п. 27), что величина эффекта Зеемана заставляет приписывать корпускулам испускание световых волн: сложность спектров испускания, увеличивающаяся с возрастанием атомного веса, хорошо согласуется с изложенной выше гипотезой о существовании внутри атома большого числа корпускул, числа, по всей вероятности, пропорционального атомной массе.

Чтобы показать отсутствие внутренних противоречий у этой гипотезы и ее точное соответствие фактам, я несколько подробнее проанализирую случай одной корпускулы, движущейся под действием притяжения положительного заряда, по абсолютной величине равного заряду корпускулы: это — случай, соответствующий корпускуле, расположенной на внешней границе планетной системы, составляющей атом.

Будем исходить из предположения о круговой орбите с радиусом r, равным радиусу атома, и обозначим скорость корпускулы через v. Равенство центробежной силы и силы притяжения дает уравнение:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2},$$

откуда

$$v^2 = \frac{e}{m} \cdot \frac{e}{r} = 5{,}6 \cdot 10^{17} \cdot \frac{7 \cdot 10^{-10}}{r} = \frac{4 \cdot 10^8}{r}.$$

Период обращения равен:

$$T = \frac{2\pi r}{v}.$$

Заряженная корпускула, движущаяся в поле тяготения и проходящая последовательно от одной крайней точки своей орбиты до другой, представляет собой систему, аналогичную вибратору Герца; она должна испускать электромагнитные волны, которые естественно отождествить со световыми. Их длина будет:

$$\lambda = VT = \frac{2\pi r V}{v},$$

где V — скорость света,

Найдем v и λ для случая атома натрия. Для этого нам необходимо знать приближенное значение радиуса r этого атома.

Ранее мы получили значение $2 \cdot 10^{19}$ для числа молекул, содержащихся в 1 *см*^{3} водорода при нормальных условиях (п. 23); число атомов будет $4 \cdot 10^{19}$, а масса одного из них:

$$\frac{1}{4} \cdot 10^{-23}.$$

Отсюда масса атома натрия будет:

$$\frac{23}{4} \cdot 10^{-23},$$

и если предположить, что в твердом натрии, имеющем плотность, близкую к единице, атомы находятся в постоянном взаимном контакте, то объем куба, описанный вокруг атома, как раз и будет

$$\frac{23}{4} \cdot 10^{-23},$$

а радиус r атома получится из соотношений:

$$8r^3 = \frac{23}{4} \cdot 10^{-23}, \quad r^3 = 8 \cdot 10^{-24},$$

откуда

$$r = 2 \cdot 10^{-8}.$$

Далее

$$v^2 = \frac{4 \cdot 10^8}{r} = \frac{4 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^{-8}} = 2 \cdot 10^{16},$$

$$v = 1{,}4 \cdot 10^8.$$

Это значение совпадает со скоростью эмиссии корпускул при эффекте Герца (10^8), определенной из опытов Ленарда по действию ультрафиолетового света на металлический натрий (п. 28); скорость этой эмиссии по порядку величины совпадает со скоростью корпускул, движущихся внутри атома под действием силы притяжения, что представляется нам вполне логичным.

Из этого значения v получаем для λ

$$\lambda = \frac{2\pi \cdot 2 \cdot 10^{-8} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{1,4 \cdot 10^8} = 3 \cdot 10^{-5},$$

в то время как длина волны D-полосы близка к $5 \cdot 10^{-5}$. Это второе чрезвычайно замечательное соответствие.

Динамически устойчивая система, каковую представляет собой атом, может существовать только при отсутствии каких бы то ни было потерь энергии путем испускания волн; исключением может быть только возмущение, вызванное какой-нибудь внешней причиной (тепловое движение). Рассмотренный здесь простой случай одной корпускулы, обращающейся вокруг положительного центра, не удовлетворяет этому условию.

31. Электромагнитный след корпускулы. Из уравнений Максвелла для электромагнитного поля с необходимостью следует, что наэлектризованное тело, несущее заряд e и перемещающееся со скоростью v, создает магнитное поле, на некотором расстоянии идентичное полю, создаваемому, по закону Лапласа, элементом тока, параллельным v и имеющим момент ev. Отсюда следует, что и магнитное поле действует на движущееся заряженное тело с такой же силой, как и на элемент эквивалентного тока. Этот последний вывод был подтвержден опытами с закручиванием катодных лучей в магнитном поле.

С другой стороны, возникновение магнитного поля при движении катодных корпускул было недавно непосредственно подтверждено в опытах Гейтлера [1].

---

[1] J. Geitler. Ann. der Phys., t. V, 1901, p. 924; t. VII, 1902, p. 935.

И, наконец, испускание корпускулой, вращающейся вокруг некоторого центра, герцевских (световых) волн тоже указывает на возникновение магнитного поля при перемещении заряженного центра.

Когда скорость корпускулы постоянна по величине и направлению, то происходящее от ее движения электромагнитное поле остается неразрывно связанным с нею, составляя как бы ее след при ее движении в эфире: излучение энергии в виде волн, распространяющихся от корпускулы со скоростью света, происходит только в момент, когда корпускула испытывает изменение скорости по величине или по направлению, причем энергия, излученная за единицу времени пропорциональна квадрату ускорения.

Теоретическое изучение следа наэлектризованной сферы впервые было предпринято Дж. Дж. Томсоном [1] в 1881 г. и далее было дополнено Хэвисайдом и Сирлом [2]. Основные результаты следующие:

Распределение электрического заряда на поверхности сферы, предполагаемой проводящей, не изменяется при ее перемещении.

Силовые линии магнитного поля, как и для элемента эквивалентного тока, представляют собой окружности, центры которых лежат на прямолинейной траектории движущегося центра и плоскости которых перпендикулярны к этой траектории. Экваториальная плоскость является плоскостью симметрии для этого магнитного поля.

По мере возрастания скорости перемещения и приближения ее к скорости света, след все более и более стремится локализоваться, вблизи экваториальной плоскости, причем составляющая этот след зона электромагнитного возмущения приближается к экваториальной плоскости, образуя тонкий слой, толщина которого сравнима с диаметром сферы.

32. Электромагнитная инерция. Образование следа связано с определенной затратой энергии, равной разности между полной энергией электромагнитного поля, сопровождающего дви-

[1] J. J. Thomson. Phil. Mag. (5), t. XI, 1881, p. 229.

[2] Searle. Phil. Mag., t. XLIV, 1897, p. 329.

жущуюся заряженную сферу, и чисто электростатической энергией того же тела, находящегося в покое относительно эфира. Для случая заряженной сферы этот избыток энергии можно вычислить до конца; он равен

$$W = \frac{e^2}{2a}\left[\frac{1}{\rho}\log\frac{1+\rho}{1-\rho} - 2\right],$$

где ρ — отношение $\frac{v}{V}$ скорости тела к скорости света, и a — радиус сферы.

W делается бесконечно большим при ρ равном 1, т. е. для того, чтобы сообщить заряженному телу скорость, равную скорости света, требуется бесконечно большая энергия. Если разложить W по возрастающим степеням ρ, получим

$$W = \frac{e^2}{a}\left[\frac{\rho^2}{3} + \frac{\rho^4}{5} + \frac{\rho^6}{7} + \ldots\right].$$

При очень малых ρ единственный существенный член этого разложения

$$\frac{e^2}{3a}\rho^2 = \frac{e^2}{3aV^2}v^2.$$

Это выражение имеет вид, аналогичный обычному выражению для кинетической энергии в механике, причем инерционный коэффициент равен здесь:

$$m = \frac{2e^2}{3aV^2}.$$

Заряженная катодная корпускула должна обладать аналогичной электромагнитной инерцией. Немедленно возникает существенный вопрос: *уходит ли вся кинетическая энергия, необходимая для приведения корпускулы в движение, целиком на создание электромагнитного следа? Имеет ли ее инерция, ее масса целиком электромагнитное происхождение?*

Опыт, как будто, дает положительный ответ на этот вопрос.

Действительно, Кауфман[1], используя методику Дж. Дж. Томсона для измерения отношения $\frac{e}{m}$ и скорости v отклоняемых лучей радия, заставлял эти лучи проходить одновременно через электрическое и магнитное поля заданных напряженностей, имеющих одно и то же направление, перпендикулярное к направлению лучей.

Эти два поля отклоняют катодные частицы, из которых состоят лучи, в различных, взаимно-перпендикулярных плоскостях; зная величину этих отклонений, можно вычислить $\frac{e}{m}$ и v. Были получены следующие результаты (в первой строке приведены данные, полученные С. Симоном для катодных лучей):

v	$\frac{e}{m}$
$0{,}7\cdot10^{10}$	$5{,}6\cdot10^{17}$
2,36	3,93
2,48	3,51
2,59	2,94
2,72	2,31
$2{,}83\cdot10^{10}$	$1{,}89\cdot10^{17}$

По мере увеличения скорости (достигавшей здесь $\frac{95}{100}$ скорости света) отношение $\frac{e}{m}$ уменьшается, *в соответствии с увеличением массы, вытекающим из электромагнитной теории для тех случаев, когда уже нельзя ограничиваться первым членом в разложении W в ряд по степеням ρ^2.*

М. Абрагам[2] сопоставил обнаруженные опытным путем изменения отношения $\frac{e}{m}$ с изменениями этой величины, вытекающими из *гипотезы об электромагнитном происхождении всей инерции корпускулы.*

Здесь уже не применимы обычные законы рациональной механики, точные только в первом приближении. Масса, определенная из основного уравнения динамики

$$f = m\gamma,$$

[1] W. Kaufmann. Nachrichten d. K. Gesell. d. Wiss. zu Göttingen, Heft 2, 1901.

[2] M. Abraham. Nachrichten d. K. Wiss. zu Göttingen, Heft 1, 1902.

перестает быть постоянной и делается функцией скорости, различной в зависимости от того, имеет ли место тангенциальное или нормальное ускорение. Таким образом, корпускула будет иметь массу продольную и массу поперечную по отношению к направлению ее движения: в опытах В. Кауфмана мы встречаем только последнюю из этих двух масс, так как обе силы — электростатическая и электромагнитная — перпендикулярны к направлению движения корпускулы. Теоретическое выражение, найденное Абрагамом для этой поперечной массы, имеет вид

$$m = \frac{e^2}{2av^2}\left[\frac{1+\rho^2}{2\rho}\log\frac{1+\rho}{1-\rho}-1\right] = \frac{e^2}{aV^2}\left(\frac{2}{3}+\frac{4}{3\cdot 5}\rho^2+\frac{6}{5\cdot 7}\rho^4+\dots\right)$$

для случая сферического заряженного тела.

Эта электромагнитная масса, остающаяся постоянной, пока ρ мало, возрастает с ρ и для $\rho = 1$ делается бесконечно большой.

Оказалось, что изменения m, вытекающие из этой формулы, в пределах точности опытов совпадают с изменениями, обнаруженными в опытах В. Кауфмана. Отсюда вытекает фундаментальной важности результат, что вся инерция корпускулы должна иметь электромагнитное происхождение.

Кинетическая энергия локализована в следе, сопровождающем движущуюся корпускулу; бо́льшая часть энергии находится в участках следа, наиболее близких к заряженному центру, в которых напряженность магнитного поля наибольшая, и расстояние которых от центра одного порядка с радиусом сферы, моделирующей корпускулу.

Какого порядка может быть радиус этой сферы? Для малых скоростей просто имеем

$$m = \frac{2e^2}{3aV^2}, \quad a = \frac{2}{3}\frac{e^2}{mV},$$

но при этих условиях отчетливо имеем

$$\frac{e}{m} = 5{,}6\cdot 10^{17}, \quad e = 7\cdot 10^{-10}, \quad a = 3\cdot 10^{-13}.$$

Этот радиус чрезвычайно мал по сравнению с тем ($2\cdot 10^{-8}$), который был найден нами у обыкновенных атомов.

Это значит, что в атоме, представляющем собой, как предполагают, агломерат корпускул, расстояния между этими последними должны быть громадными по сравнению с их размерами.

Отсюда следует, что если атом находится в состоянии поступательного движения, то следы различных входящих в него корпускул не будут оказывать заметного воздействия друг на друга, и живая сила атома электромагнитного происхождения будет пропорциональна числу корпускул.

Если предположить, что для атома, так же, как и для корпускулы, электромагнитная живая сила представляет собой полную кинетическую энергию, масса атома должна быть пропорциональна числу содержащихся в нем корпускул.

У нас до сих пор нет еще ясного представления о структуре положительных зарядов, связывающих между собой многочисленные, движущиеся внутри атома, корпускулы. Но, поскольку эти положительные заряды по абсолютному значению равны зарядам корпускул, дополнительная инерция, могущая появиться за их счет, тоже остается пропорциональной числу корпускул.

То же относится и к силе тяготения, если принять, вместе с Лоренцом, что эта последняя возникает благодаря небольшому различию между величинами притяжения зарядов противоположных знаков и отталкиванием зарядов одного и того же знака.

Таким образом, гипотеза, по которой вся инерция материи имеет электромагнитное происхождение, сразу же объясняет пропорциональность, существующую между обычной механической массой, или коэффициентом инерции, и массой астрономической, или коэффициентом ньютоновского притяжения. Оба эти коэффициента оказываются здесь пропорциональными числу заключенных в атоме корпускул.

33. Возникновение рентгеновых лучей. Мы видели, что каждая летящая корпускула тянет за собой свой след и, в отсутствии поля, движется с постоянной скоростью (принцип инерции), причем, пока скорость ее не изменяется, не происходит никаких потерь кинетической энергии путем излучения. Если кор-

пускула описывает орбиту и скорость ее непрерывно изменяется по направлению, происходит испускание периодических волн, которые являются световыми волнами.

Если же, напротив, корпускула, летящая со скоростью, близкой к скорости света, внезапно остановится при столкновении или же просто претерпит внезапное изменение скорости, очутившись, например, в тесном соседстве с другой корпускулой, то такие изменения скорости сопровождаются возникновением одной изолированной волны, чем-то вроде пульсации, распространяющейся со скоростью света и имеющей толщину того же порядка, что и слой электромагнитного возмущения, составляющий след корпускулы.

Проф. Дж. Дж. Томсон [1] видит в этом возможное объяснение возникновения рентгеновых лучей при ударе катодных лучей об антикатод трубки Крукса. Чрезвычайная тонкость создаваемых таким образом слоев возмущения обусловливает совершенно прямолинейное распространение рентгеновых лучей, несмотря на их не периодический характер.

34. Корпускулярная и электролитическая диссоциация. Под действием сильного электромагнитного возмущения (ионизация рентгеновыми лучами) или удара очень быстро движущейся корпускулы (ионизация отклоняемыми лучами радиоактивных тел или лучами Ленарда) атом, входящий или не входящий в состав молекулы, может потерять одну корпускулу.

При первом типе ионизации рентгеновыми лучами в момент прохождения пульсации каждая корпускула подвергается воздействию мгновенной силы, параллельной электрической компоненте излучения; корпускулы, в этот момент достаточно удаленные от центра атома, к которому они принадлежат, и при этом расположенные в соответствующем направлении, могут окончательно оторваться от атома.

Далее мы будем изучать второй тип ионизации — катодными лучами: *действие, вызываемое ударом катодной корпускулы об атом*,

[1] J. J. Thomson. Phil. Mag., 5-th ser., t. XIV, 1898, p. 172.

или же действие следа этой корпускулы, идентичного рентгеновым лучам, может оторвать одну корпускулу и создать таким образом два заряженных центра, причем положительный центр состоит после отрыва одной корпускулы из остатка атома или молекулы.

При любом типе ионизации отделение второй корпускулы значительно менее вероятно, чем отделение первой, из-за притяжения положительным зарядом. Экспериментально было показано, что число центров, несущих двойной заряд, ничтожно мало по сравнению с числом обыкновенных центров.

То, что положительный центр состоит из остатка атома или молекулы, оставшегося после вырывания корпускулы, было подтверждено измерениями В. Вина [1] с каналовыми лучами, или лучами Гольдштейна, заряженными положительно и движущимися в трубках Крукса по направлению к катоду. В. Вин показал, что для этих лучей $\frac{e}{m}$ того же порядка, что и значения $\frac{e}{m}$ при электролизе, и что они варьируют в зависимости от материала анода, в то время как для катодных корпускул, как мы видели выше, $\frac{e}{m}$ оказалось постоянным и во много раз большим.

В дальнейшем я буду обозначать тот специальный тип диссоциации молекулы, о котором здесь идет речь, термином *корпускулярная диссоциация*, чтобы отличить ее от *электролитической диссоциации* на *атомы* или *заряженные радикалы*. Ниже я еще вернусь к этому различию при разборе вопроса об искровом разряде, но я хотел бы уже сейчас отметить основные черты обоих типов диссоциации.

Корпускулярная диссоциация всюду, за исключением металлических проводников, представляет собой явление насильственное, неустойчивое, быстро исчезающее путем рекомбинации освобожденных зарядов. Эта диссоциация требует относительно очень большой затраты энергии, равной, как мы увидим в дальнейшем, примерно 10^{-10} *эрг* на каждую корпускулу, и может иметь место в любых ато-

---

[1] W. Wien. Wied. Ann., t. LXV, 1898, p. 445; Ann. d. Phys., t. V, 1901, p. 421.

мах, независимо от их природы и от их объединения или агломерации, физической или химической.

Действительно, П. Кюри [1] недавно показал, что подобно газам изолирующие жидкости тоже ионизируются под действием рентгеновых или катодных лучей. Ионы, создаваемые в жидкостях, тоже обладают подвижностью, хотя и гораздо меньшей, чем ионы в газах, но достаточной для того, чтобы можно было во всех деталях выяснить основные различия двух аспектов одного и того же явления. Корпускулярная диссоциация должна иметь место и в твердых изолирующих телах; об этом свидетельствует поглощение различных лучей, способных вызывать ионизацию, поглощение, непрерывно изменяющееся при переходе от газа к жидкостям и от жидкостей к твердым телам. Но образование ионов не проявляется в твердых изолирующих телах никаким явлением электрического разряда, ввиду отсутствия подвижности.

Состояние химической связи атомов также не влияет на корпускулярную диссоциацию; это обстоятельство прежде всего было обнаружено в опытах Дж. Дж. Томсона [2] по сравнительной ионизации различных газов, подвергавшихся действию одного и того же излучения: так, например, в смеси водорода и хлора создается то же число ионов, что и в хлороводородном газе, получающемся при их соединении.

С другой стороны, как показал Л. Бенуа [3], поглощение рентгеновых лучей зависит только от числа и от природы поглощающих атомов, независимо от того, входят ли они в какие бы то ни было сочетания.

Наконец, я имел возможность наблюдать аналогичное явление в ходе моей работы со вторичными рентгеновыми лучами (см. примечание в п. 94).

Электролитическая диссоциация, напротив, происходит спонтанно, когда молекула оказывается окруженной такой средой, как

[1] P. Curie. Comptes rendus, t. CXXXIV, p. 420, 17 février, 1902.
[2] J. J. Thomson. Proc. Camb. Phil. Soc., t. X, 1899.
[3] L. Benoist. Comptes rendus, t. CXXXII, 1901.

вода, высокая диэлектрическая постоянная которой соответственно уменьшает притяжение, существующее между электрическими зарядами противоположных знаков.

Ряд молекул, число которых изменяется с концентрацией, оказываются диссоциированными на два заряженных иона: металлический атом, заряженный положительно из-за потери числа корпускул, равного его валентности (следовательно, масса его уже не идентична массе электрически нейтрального металлического атома, каковы, например, атомы паров цинка, кадмия или ртути), и электроотрицательный кислотный радикал, содержащий избыток корпускул, потерянных атомом металла; при этом положительный электролитический ион одновалентного металла идентичен положительному иону, возникающему при корпускулярной диссоциации моноатомного пара того же металла.

Этот вид диссоциации требует значительно меньших затрат энергии, чем корпускулярная диссоциация в газах. Во-первых, металлические атомы легче всех других расстаются с одной или несколькими корпускулами. На это обстоятельство опирается новейшая кинетическая теория[1] электро- и теплопроводности металлов, внутри которых теория эта предполагает спонтанную корпускулярную диссоциацию атомов; кроме того, пары ртути очень легко ионизируются рентгеновыми лучами. Во-вторых, воссоединение корпускул, потерянных металлом, с остатком соли намного снижает энергию, необходимую для разделения, и эту потенциальную энергию двух зарядов, расположенных на достаточном расстоянии друг от друга, следует еще разделить на 80, т. е. на значение диэлектрической постоянной воды, разделяющей ионы.

Наконец, если бы энергия, необходимая для разделения двух ионов в электролитах, была того же порядка, что и энергия (10^{-10}), необходимая для отрыва одной корпускулы в газе, то суммарная энергия, необходимая для диссоциации одного грамм-эквивалента

[1] J. J. Thomson. Rapports du Congres de 1900; Drude. Ann. d. Phys., t. I, 1900, p. 566; t. III, 1900, p. 369. E. Riecke. Ann. d. Phys., t. II, 1900, p. 835.

была бы, учитывая приведенный выше расчет массы, для атома водорода (п. 30):

$$4 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-10} = 4 \cdot 10^{13} \text{ эрг};$$

это соответствует значительной работе, по сравнению с энергией, проявляющейся в термическом эффекте при разбавлении первоначально концентрированного раствора.

Имеется, таким образом, существенное различие между корпускулярной диссоциацией, вызываемой в газе внешней причиной, и электролитической диссоциацией, возникающей спонтанно в солевых растворах или в расплавленных солях.

Это отличие между двумя типами диссоциации — электролитической и корпускулярной — в сущности, является не чем иным, как старым различием между электролитической и металлической проводимостью. Ионизированный газ временно приобретает металлическую проводимость, в том смысле, что электрическая диссоциация молекулы газа сводится к отрыву корпускулы, центра отрицательного иона. Внутри металлических проводников эта корпускулярная диссоциация происходит спонтанно, так же как внутри растворов или расплавленных солей спонтанно происходит электролитическая диссоциация.

35. Ионизация катодными лучами. При втором, указанном выше, типе ионизации изолирующих газов или жидкостей при прохождении через них катодных частиц, обладающих достаточно большими скоростями, создаются ионы, *идентичные ионам, образующимся при воздействии рентгеновых лучей.*

1°. Ч. Т. Р. Вильсон нашел, что в воздухе, ионизированном солями урана, для конденсации пересыщенного пара необходимо то же минимальное расширение 1,25.

2°. Дж. С. Тоунсенд нашел те же коэффициенты диффузии для ионов обоих знаков, образующихся под действием радия.

3°. Э. Резерфорд нашел для ионов, созданных ураном, ту же подвижность.

4°. Для лучей Ленарда Мак-Леннан[1] провел сравнение числа ионов, созданных одним и тем же пучком лучей в различных газах при различных давлениях (*коэффициенты ионизации Перрена*), и нашел те же соотношения, что и при ионизации рентгеновыми лучами.

Следовательно, катодные лучи, т. е. корпускулы, движущиеся с большой скоростью, при прохождении через газ, должны вызывать диссоциацию молекул таким же точно путем, как и рентгеновы лучи, а именно, путем удара корпускулы о молекулу.

Если в газе нет электрического поля достаточно сильного, чтобы после столкновения сообщить катодной частице новую живую силу, то движение этой частицы постепенно замедляется и, наконец, она останавливается и образует отрицательный ион, аналогичный корпускулам, которые она вырвала во время своего перемещения; так происходит поглощение катодной эмиссии, связанное с образованием некоторой части отрицательных ионов в газе.

36. Отрицательные ионы и корпускулы. Если же, напротив, имеется сильное электрическое поле, то корпускулы, появляющиеся при диссоциации газовых молекул, сразу же приобретают слишком большую скорость, чтобы путем агломерации с молекулами могли образоваться отрицательные ионы; эти быстрые корпускулы сами, подобно катодным лучам, могут ионизировать газ, вызывая диссоциацию новых молекул (п. 29).

Дж. С. Тоунсенд[2] экспериментально проверил этот теоретический вывод, рассматривающий корпускулярную диссоциацию, как начальный этап ионизации. Важность этой работы вынуждает меня изложить ее здесь несколько подробнее.

Мы видели (п. 2), что количество электричества, собранное в газе, подвергающемся воздействию рентгеновых лучей постоянной интенсивности, при возрастании поля X возрастает и стремится к некоторому пределу, который мы назвали *освобожденным количеством*

---

[1] McLennan. Phil. Trans. A., t. CXCV, 1901, p. 49.
[2] J. S. Townsend. Phil. Mag., 6-th ser., t. I, 1901, p. 198.

электричества. Этот предел является мерой величины заряда, переносимого ионами одного знака, образованными в газе при прохождении через него излучения. Поэтому при изменении поля X в широких пределах собранное количество остается практически постоянным и равным освобожденному количеству: это — участок AB кривой на рис. 10.

Но, когда X по порядку величины все же приближается к полю, вызывающему искровой разряд, оставаясь меньше его, собранное количество электричества начинает возрастать чрезвычайно быстро, как это показывает участок BC той же кривой. Это явление проявляется с большой четкостью, особенно при давлениях, близких к 1 *мм* рт. ст.

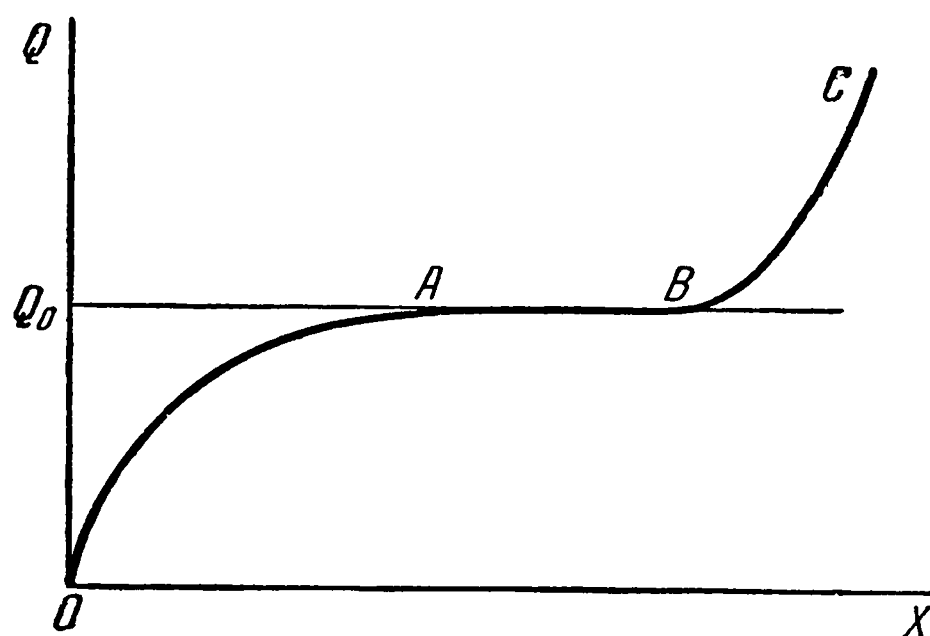


Рис. 10

Нетрудно показать, что это возрастание имеет место главным образом тогда, когда *отрицательные заряды*, освобожденные излучением, движутся в достаточно сильном поле; для этого достаточно установить асимметрию между двумя электродами, служащими для создания поля. Если электродами являются проволока O и концентрическая трубка T (рис. 11), то поле, при соответствующей разности потенциалов, будет очень сильным только вокруг O.

Если газ, находящийся внутри трубки, подвергается воздействию излучения, ионизирующего его более или менее однородно, и если разность потенциалов между O и T достаточно мала, то абсолютное значение количества электричества, собранного в O, *не зависит от направления поля* и практически представляет собой количество, освобожденное в газе самим излучением.

Если разность потенциалов становится достаточно высокой, то изменение знака поля вызывает значительные изменения; когда O

положительно, все освобожденные в газе отрицательные заряды, чтобы попасть на O, должны пройти через область сильного поля вблизи O и, ударяясь о молекулы, вызывают при этом значительное увеличение собранного количества; при отрицательном O это увеличение будет, напротив, очень слабым; в этом случае только те отрицательные заряды проходят через область сильного поля, которые именно в этой области и создаются непосредственно излучением. Все положительные заряды проходят эту область, чтобы дойти до O, но они не так легко, как корпускулы, вызывают корпускулярную диссоциацию, ибо масса положительных ионов гораздо больше и, следовательно, скорость их гораздо меньше.

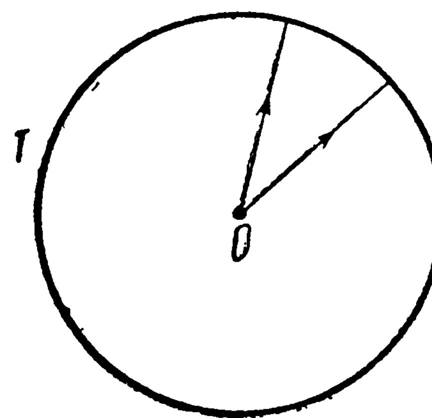


Рис. 11

Попытки дальнейшего уточнения условий этого явления привели Таунсенда к очень интересным экспериментальным выводам, полностью согласующимся с нашими сведениями о чрезвычайно малой величине корпускул.

При воздействии на них большой заданной силы корпускулы, во время их свободного пробега между двумя столкновениями с молекулами, будут в основном перемещаться в направлении, противоположном направлению силовых линий поля. Чтобы молекулы после столкновения оказались диссоциированными, надо, чтобы скорость корпускулы была значительной по сравнению с тепловой скоростью молекул при обыкновенной температуре. Мы видели действительно, что разность потенциалов в 2 *в* сообщает корпускуле скорость, близкую к 10^8, недостаточную, чтобы вызвать корпускулярную диссоциацию (п. 29), и все же в 2000 раз превосходящую среднюю скорость молекул кислорода.

Следовательно, молекулы газа можно рассматривать, как неподвижные по сравнению с корпускулами, длина свободного пробега которых определяется выражением

$$\lambda = \frac{1}{\pi M \sigma^2};$$

это соотношение получается, если в формуле [(*), п. 18] положить m_1 очень малым относительно m; здесь σ — сумма радиусов молекулы и корпускулы. Обосновать это выражение можно следующим образом: центры молекул, с которыми может столкнуться корпускула, расположены внутри цилиндра, осью которого служит траектория центра корпускулы, а радиусом — расстояние σ. Для единицы длины этой траектории объем цилиндра равен $\pi\sigma^2$, и число содержащихся в нем молекул равно $\pi M\sigma^2$, откуда получаем указанную величину для среднего пути; но поскольку M пропорционально давлению газа $\tilde{\omega}$, можно написать

$$\lambda = \frac{1}{\beta\tilde{\omega}},$$

где β — константа и $\beta\tilde{\omega}$ — число столкновений на 1 *см* пути корпускулы.

В чрезвычайно сильном поле каждое столкновение вызовет диссоциацию претерпевшей удар молекулы и образование новой корпускулы. Следовательно, $\beta\tilde{\omega}$ — это максимальное число новых корпускул, могущих образоваться при перемещении одной корпускулы на единицу длины.

В более слабом поле будет создано всего $\alpha\tilde{\omega}$ (количество меньшее, чем $\beta\tilde{\omega}$), где α — функция энергии, приобретенной каждой корпускулой за время ее свободного пробега между двумя последовательными соударениями.

Если поле равно X, то эта энергия равна

$$eX\lambda = \frac{eX}{\beta\tilde{\omega}}.$$

Следовательно, отсюда имеем

$$\alpha = f\left(\frac{X}{\tilde{\omega}}\right).$$

При возрастании X функция энергии α стремится к своему максимальному значению, равному β, которого оно достигает в том случае, когда каждое столкновение приводит к диссоциации.

Но α можно определить экспериментально: для этого достаточно создать поле X между двумя параллельными металлическими пластинками AB и CD (рис. 12); CD представляет собой тонкую алюминиевую пластинку, через которую нормально к ней пропускают рентгеновы лучи. Эти последние, а также вырываемые ими из CD и AB вторичные лучи, ионизируют газ между пластинками: ввиду низкого давления этого газа (около 1 *мм* рт. ст.) лучи слабо поглощаются в нем, и можно рассматривать ионизацию как однородную.

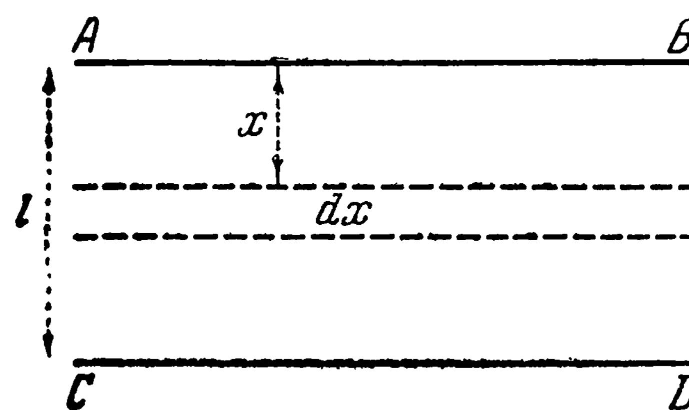


Рис. 12

Кроме того, расстояние между пластинками делают достаточно малым, чтобы можно было создать поле, значительно более сильное, чем то, которое вызывает искровой разряд при этом же давлении: как известно, проскакивание искры сильно затрудняется, когда расстояние между электродами делается меньше темного пространства, отделяющего катод от катодного сияния (п. 38).

Если n_0 — число ионов, созданных излучением в единицу времени на единице расстояния между пластинками, и если это расстояние равно l, то число ионов, освобожденных излучением, будет $n_0 l$. В поле, напряженность которого слишком мала, чтобы столкновения могли вызвать новую ионизацию, будут уловлены только эти ионы, а сила тока через газ будет

$$I_0 = n_0 le.$$

Предположим теперь, что поле X очень сильно, и пусть N — число корпускул, проходящих в единицу времени через слой, расположенный на расстоянии x от пластинки AB. В слое толщиною dx эти корпускулы путем столкновения создадут $\alpha\bar{\omega}N dx$ корпускул; добавляя к этому число корпускул, создаваемых непосредственно облучением, т. е. $n_0 dx$, получим

$$dN = (n_0 + \alpha\bar{\omega}N)\, dx.$$

Отсюда для числа корпускул, приходящих в CD, получим, полагая $x = l$:

$$N = \frac{\alpha\tilde{\omega}}{n_0}(e^{\alpha\tilde{\omega}l} - 1).$$

Если I — результирующий ток через газ, то

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{\alpha\tilde{\omega}l}(e^{\alpha\tilde{\omega}l} - 1).$$

Таким образом, измеряя отношение этих токов, можно найти значение $\alpha\tilde{\omega}$.

Если отложить по оси абсцисс $\frac{X}{\tilde{\omega}}$ и по оси ординат значения α, то точки, соответствующие различным значениям l, хорошо ложатся на одну кривую (рис. 13), подтверждая тем самым предвиденное ранее соотношение:

$$\alpha = f\left(\frac{X}{\tilde{\omega}}\right).$$

Если, при постоянных X и I_0, варьировать $\tilde{\omega}$, то ток I должен пройти через максимум, ибо, если $\tilde{\omega}$ велико, то средняя длина свободного пробега мала, и энергия, приобретаемая между двумя столкновениями, слишком мала для создания новых ионов; если же $\tilde{\omega}$ очень мало, то число столкновений на расстоянии l не велико.

Согласно соотношению (*), I пропорционально $\alpha\tilde{\omega}$ и должно достигнуть максимума одновременно с этим произведением.
Но

$$\alpha\tilde{\omega} = \tilde{\omega} f\left(\frac{X}{\tilde{\omega}}\right),$$

и условие максимума будет

$$\frac{d(\alpha\tilde{\omega})}{d\tilde{\omega}} = f\left(\frac{X}{\tilde{\omega}}\right) - \frac{X}{\tilde{\omega}} f'\left(\frac{X}{\tilde{\omega}}\right) = 0.$$

Значение $X/\tilde{\omega}$, получающееся из этого уравнения, является абсциссой точки касания касательной OA, проведенной из начала координат к кривой (рис. 13).

Построение, проведенное на основании экспериментальных данных Дж. С. Таунсенда, дает для $X/\tilde{\omega}$ значение 380 *в/см* при давлении 1 *мм* рт. ст.

Следовательно, из этого можно сделать вывод о том, что *для заданной начальной ионизации значение давления, дающего максимальный скачок, не зависит от расстояния между пластинками и пропорционально напряженности поля.* Для воздуха это значение равно 1 *мм* рт. ст. в поле с напряженностью в 380 *в/см*.

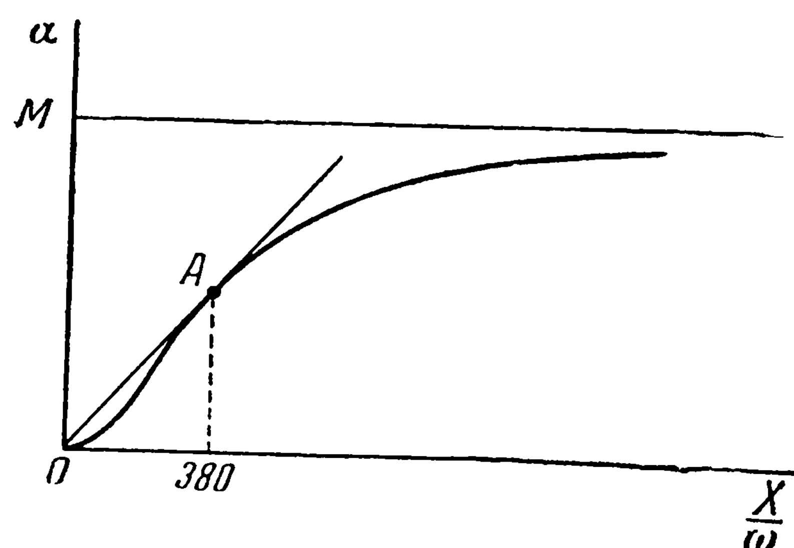


Рис. 13

Столетов, изучая явление Герца, ранее *чисто опытным путем* получил *идентичные результаты*[1]. Ультрафиолетовый свет проходил через кварцевую пластинку, на внешней стороне которой была нанесена посеребренная сетка; она играла роль пластинки C_D (рис. 9). Цинковая пластинка EF, заряженная отрицательно, под действием света испускала корпускулы, способные в достаточно сильных полях приобрести скорости, необходимые для ионизации газа. При постоянном поле и постоянном излучении значение силы тока через газ *проходило через максимум при соответствующем значении давления, пропорциональном напряженности электрического поля и равном 1 мм рт. ст. для поля в 372 в/см.*

Таким образом, имеет место полное совпадение с результатами, полученными с рентгеновыми лучами. Кроме того, кривая (рис. 13) показывает, что максимальное значение α, т. е. β, равно примерно 21, если взять за единицу давления 1 *мм* рт. ст. Значит, при этом давлении корпускула встречает 21 молекулу на 1 *см* своей траектории.

Следовательно, имеем для среднего пути свободного пробега

$$\lambda = \frac{1}{21\tilde{\omega}} = \frac{1}{\pi M \sigma^2}.$$

---

[1] A. Stoletow. Comptes rendus, t. CVI, 1888, p. 1149—1539; t. CVII, 1888, p. 91; t. CVIII, 1889, p. 1241.

Средний путь свободного пробега молекул газа известен из опытов с вязкостью и равен

$$\lambda_0 = \frac{1}{7{,}3\tilde{\omega}} = \frac{1}{\pi M s^2 \sqrt{2}},$$

где s — диаметр молекулы газа. Путем деления получаем:

$$\frac{s^2}{\sigma^2} = \frac{21\sqrt{2}}{7{,}3} \approx 4, \quad \frac{s}{\sigma} = 2.$$

Следовательно, диаметр молекулы равен удвоенной сумме σ ее радиуса и радиуса корпускулы; это значит, что радиус корпускулы ничтожно мал по сравнению с радиусом молекулы. Этот результат подтверждает известные нам ранее данные об очень малом значении массы отдельных корпускул.

Опыты Дж. С. Таунсенда позволяют сделать следующие выводы.

В очень сильном поле *число ионов, созданных корпускулой любого происхождения (катодная эмиссия или предварительная ионизация газа), равно числу ударов этой корпускулы о молекулы; это число можно рассчитать, предположив, что размеры корпускулы ничтожно малы по сравнению с размерами молекулы.*

Совпадение результатов опытов по ионизации рентгеновыми лучами в очень сильных полях с более ранними результатами А. Г. Столетова показывает, что отрицательные заряды, освобожденные в газе рентгеновыми лучами, ведут себя точно так же, как катодные частицы, вылетающие из цинка, облучаемого ультрафиолетовым светом.

Мы имеем здесь дело с явлением, обратным тому, при котором катодные частицы, заторможенные газом (п. 29), давали нам отрицательные ионы, идентичные ионам, создаваемым рентгеновыми лучами. Это дает нам право сказать, что *для отрицательных ионов катодные корпускулы являются центрами молекулярных агломератов, составляющих эти ионы.*

37. Энергия, необходимая для ионизации. Предыдущие опыты позволяют, наконец, составить себе некоторое представление относительно энергии, необходимой для отрыва кор-

пускулы от газовой молекулы. Энергия, сообщаемая полем X корпускуле, движущейся в направлении этого поля, равна Xe на единицу длины, и если на этом пути произойдет $\alpha\tilde{\omega}$ актов диссоциации, следовательно, максимальное значение энергии, необходимой для осуществления каждого из них, будет равно

$$W = \frac{Xe}{\alpha\tilde{\omega}},$$

ибо часть энергии может рассеяться на удары, не приводящие к диссоциации.

Наименьшее значение величины $\frac{X}{\alpha\tilde{\omega}}$ можно точно определить по проходящей через начало координат касательной OA к кривой (рис. 13); оно равно

$$\frac{X}{\tilde{\omega}\alpha} \approx 60 \text{ в},$$

откуда

$$W = 10^{-10} \text{ эрг}.$$

Следовательно, для того, чтобы корпускула приобрела энергию, необходимую для образования новых ионов в момент ее столкновения с молекулой, ей достаточно испытать падение потенциала не больше 60 *в*. В согласии с этим И. Штарк [1] нашел для этого падения потенциалов значения, варьирующие от 20 до 50 *в*.

Наконец, Э. Резерфорд и К. Мак-Клэнг[2] нашли, пользуясь совершенно другой методикой, основанной на поглощении рентгеновых лучей, *верхнюю* границу, равную 175 *в*.

Выше мы пришли к допущению (п. 29), что корпускулы, вылетающие при эффекте Герца из металла со скоростью, соответствующей падению потенциала в 2 *в*, не создают в газе новых центров и *сами* представляют собой отрицательные ионы, идентичные тем, которые создаются рентгеновыми лучами. Они могут вызывать появление новых корпускул только в тех случаях, когда, как это было в опы-

---

[1] J. Stark. Ann. d. Phys., t. IV, 1901, p. 411; t. VII, 1902, p. 421.

[2] E. Rutherford, K. McClung. Proc. Roy. Soc., t. LXVII, 1900, p. 245; Phil. Trans. A., t. CXCVI, 1901, p. 25.

тах А. Г. Столетова и Ф. Ленарда, имеет место низкое давление газа и очень большая напряженность поля.

Интересно, что значение энергии, необходимой для корпускулярной диссоциации молекулы, в очень большом числе случаев, по-видимому, не зависит от природы газа, молекула которого подвергается диссоциации. Я имел случай (см. п. 94) проверить это обстоятельство для вторичных рентгеновых лучей.

38. Теория искрового разряда. В связи с приведенными выше экспериментальными данными мне хочется сказать несколько слов об искровом разряде, так как явления, освещаемые этими экспериментами, по-видимому, играют существенную роль в истолковании сложных и разнообразных аспектов прохождения электричества через газы.

Известные до сих пор факты, по-видимому, показывают, что необходимым условием для прохождения искрового разряда является предварительное присутствие в массе газа некоторого количества ионов. Это могут быть либо те самые ионы, небольшое число которых, как показали последние работы, постоянно образуется в воздухе под действием природной радиоактивности[1], либо ионы, сохранившиеся после прохождения предыдущего разряда.

Действительно, в эвакуированной трубке, независимо от наличия или отсутствия в ней электродов, первый разряд зажигается труднее, чем разряд, следующий за ним через очень короткий промежуток времени; зажигание последнего облегчается наличием ионов, оставшихся от первого разряда. Аналогичное замечание можно сделать и относительно проскакивания искры в воздухе при обыкновенном давлении: первая искра *менее упорядочена, чем последующие.* Наконец, прохождение рентгеновых лучей, ионизирующих газ между электродами, упорядочивает пробивной потенциал[2].

Чтобы уяснить себе роль этих ионов, достаточно сделать сле-

---

[1] J. Elster et H. Geitel. Ann. d. Phys., t. II, 1900, p. 425; C.-T.-R. Wilson. Phil. Trans. A., t. CXCIII, 1900.

[2] S. Guggenheimer. Phil. Mag., 6-th ser., t. II, 1901, p. 311.

дующее предположение: для прохождения искрового разряда поле должно стать настолько сильным, чтобы заряженные центры приобретали в нем скорости, позволяющие им создавать новые ионы при столкновении их с молекулами газа или с электродами.

Такое истолкование роли ионов, заранее присутствующих в газе, по-видимому, позволило сделать решительный шаг вперед в построении теории искрового разряда, хотя ряд пунктов еще остался невыясненным.

Опыты Тоунсенда доказали возможность ионизации газа отрицательными ионами или их заряженными центрами; *однако для объяснения искрового разряда, необходимо допустить, что и положительные ионы в более сильных полях тоже приобретают эту способность.*

Действительно, если напряженность во всех точках поля такова, что, как это было в опытах Тоунсенда, производить ионизацию могут только отрицательные ионы, то созданные этими последними новые отрицательные центры будут следовать за ними при их движении в поле, т. е. все эти центры как прежние, так и новые, с одинаковой скоростью будут двигаться по направлению к аноду: как только они его достигнут, разряд прекратится, если на смену им не придут новые отрицательные центры для поддержания явления.

Следовательно, сам искровой разряд должен вызвать новый источник ионизации; изучение явления короны действительно покажет нам, что можно считать *этим источником ионизации столкновения положительных ионов* с молекулами газа — в случае положительной короны или с катодом — в случае отрицательной короны.

В этом последнем случае катод под действием ударов положительных ионов, приходящих из газа (катодный поток), становится источником постоянной эмиссии отрицательных зарядов, представляющих собой катодные лучи.

Отличие внешнего вида обоих родов корон находит свое объяснение в условиях, в которых положительные ионы вызывают ионизацию либо при столкновении с молекулами газа, либо при ударе о катод.

Постараемся проследить, какие выводы могут быть сделаны из этой гипотезы.

39. **Короны. Катодные лучи.** Выше мы убедились в том, что для сообщения отрицательной частице энергии, позволяющей ей создавать новые ионы при ударе о нейтральную молекулу, необходима разность потенциалов, во всяком случае не превышающая 60 *в*.

Для того чтобы произвести такой же эффект, положительные центры нуждаются в большем падении потенциала, величину которого мы сможем оценить, изучая условия возникновения коронного разряда.

Так, например, корона имеет место в том случае, когда одним из электродов служит острие, а поле является очень сильным только в непосредственном соседстве с кончиком острия. Только в этой области положительные ионы будут в состоянии диссоциировать газ.

Предположим сначала, что острие заряжено положительно: тогда отрицательные ионы, небольшое число которых всегда имеется в газе, притягиваются к острию и производят ионизацию молекул, по мере приближения к острию.

Образующиеся при этом положительные ионы отталкиваются от острия в объем газа, и только те из них, которые были созданы в области с очень большой напряженностью поля, о которой я говорил выше, могут вызвать образование новых ионов при столкновении их с молекулами.

В инициированном таким образом коронном разряде эта область является местом локализации ионизации как отрицательными центрами, летящими к острию, так и положительными центрами, летящими в объем газа. Вне этой области в окружающем газе имеются только положительные ионы.

Чем тоньше будет сделано острие, тем меньше будет разность потенциалов, необходимая для получения коронного разряда: ибо тем легче делается создание вокруг острия сильного поля, необходимого для ионизации положительными ионами.

Эта разность потенциалов не может, однако, быть сделана

меньше разности потенциалов, достаточной для сообщения положительному иону энергии, необходимой для *однократной* диссоциации нейтральной молекулы.

Действительно, как показывает опыт, при любом давлении и любом острие наинизшая разность потенциалов, необходимая для образования положительной короны, в зависимости от природы газа, колеблется в пределах 400—500 *в*.

Если же острие, напротив, заряжено отрицательно, оно притягивает положительные ионы, которые, ударяясь о его поверхность, отдают ему свой заряд и попадают таким образом в промежуточный слой между газом и металлом. Молекулы, расположенные в этом слое, вследствие близости к проводящей области (уменьшающей энергию, необходимую для диссоциации молекулы) диссоциируют легче, чем остальные молекулы газа. Известно к тому же, что и молекулы металла теряют свои корпускулы легче, чем другие молекулы. По этим причинам положительные ионы должны легче вызывать корпускулярную диссоциацию при ударе о катод, чем при столкновении их с молекулами данного объема газа.

Действительно, было показано, что для поддержания отрицательной короны требуется разность потенциалов, варьирующая в зависимости от природы острия и газа, но не превышающая 300 *в*[1]. То, что отрицательная корона всегда образуется легче, чем положительная, является, впрочем, хорошо известным фактом.

При отрицательной короне поверхность металла испускает, следовательно, отрицательные заряды, представляющие собой катодные лучи. При достаточно высоком давлении газ, после того как они его ионизуют, быстро поглощает их, превращая в отрицательные ионы. Положительные центры, образующиеся при этой ионизации, направляются к острию, продолжают создавать там катодные лучи и поддерживают разряд; отрицательные же центры отталкиваются в объем и образуют там отрицательные ионы, которые только одни и имеются в газе вдали от острия.

---

[1] J. Stark. Ann. d. Phys., t. VII, 1902, p. 432.

В коронах обоих знаков масса газа, за исключением маленькой области вокруг острия, содержит ионы только одного знака, отталкиваемые острием. Идентичность этих ионов с ионами, образованными рентгеновыми лучами, установлена, как и в ранее изученных случаях, на основании целого ряда экспериментальных данных.

1°. Чатток измерил подвижность ионов в коронном разряде (гл. IV) и нашел обычные значения, хотя методика его была совершенно отличной от всех методов, применявшихся при исследовании ионов, полученных иным путем.

2°. Ч. Т. Р. Вильсон нашел то же предельное значение 1,25 для *минимального* расширения, необходимого для конденсации паров воды вблизи отрицательно заряженного острия.

3°. Дж. С. Таунсенд получил для коэффициентов диффузии ионов, образованных в коронном разряде, числа того же порядка, что и для ионов, созданных иным путем.

Однако хотя соответствие результатов, полученных при этих трех методах идентификации ионов, можно считать удовлетворительным, все же в этом случае оно оказалось несколько худшим, чем обычно.

Обнаруженные расхождения, по-видимому, связаны с химическим воздействием на газ, как, например, образованием озона или перекиси водорода. При коронном разряде в кислороде наблюдается обильное образование озона.

Кроме того, Е. Видеман[1] показал, что искровой разряд в сложных газах может сопровождаться слабой электролитической диссоциацией.

Естественно связывать с этой диссоциацией или с повышением температуры образование в газе новых химических форм, например, озона в результате перегруппировки атомов или заряженных радикалов, вызванной такого рода диссоциацией.

По-видимому, *корпускулярная диссоциация*, *при которой образуются отличные от атомов заряженные центры*, *не способна вызвать эффекты такого типа.*

---

[1] E. Wiedemann. Wied. Ann., t. LXI, 1897, p. 767.

Мне кажется, что такая концепция подтверждается различными фактами: так, например, проф. Дж. Дж. Томсон показал, что прохождение рентгеновых лучей через смесь водорода с хлором не влияет на скорость их соединения. По-видимому, корпускулярная диссоциация газа, вызываемая рентгеновыми лучами, никак не воздействует на химический процесс.

С другой стороны, известно, что ультрафиолетовый свет оказывает чрезвычайно сильное влияние на скорость соединения водорода с хлором; в то же время появляющиеся в газе при освещении его ультрафиолетовым светом заряженные центры, по-видимому, отличаются от обыкновенных ионов и образуются в результате электролитической диссоциации молекул.

Действительно, изучая влияние своих коротковолновых ультрафиолетовых лучей на влажный воздух, Ф. Ленард[1] наблюдал образование положительных центров, движущихся в поле крайне медленно, и, по-видимому, представляющих собой очень крупные агломераты.

Ч. Т. Р. Вильсон, в свою очередь, действуя интенсивным ультрафиолетовым светом, добился конденсации в форме тумана даже в воздухе, ненасыщенном водяными парами. Соответствующие центры конденсации вели себя так же, как в опытах Ленарда, и не обнаруживали заметных перемещений в электрическом поле. Ч. Т. Р. Вильсон приписывает их образованию перекиси водорода, которая, жадно поглощая воду, сильно облегчает конденсацию на мелких каплях раствора этой перекиси.

Итак, можно думать, что рентгеновы и катодные лучи вызывают, особенно в газах, корпускулярную диссоциацию, а ультрафиолетовый свет — электролитическую диссоциацию с образованием новых химических молекул. Грубой моделью механизма этих процессов может служить представление, что ультрафиолетовый свет, обладающий сравнительно большой длиной волны, лучше справляется с молекулой и с входящими в нее атомами, в то время как очень мелкие

[1] Ph. Lenard. Ann. d. Phys., t. III, 1900, p. 298.

колебания рентгеновых волн или удары катодных лучей действуют индивидуально на отдельные корпускулы.

Искровой разряд, и вообще *все причины, вызывающие интенсивную ионизацию*, должны в небольших пределах вызывать и электролитическую диссоциацию.

Так, например, вблизи сильно радиоактивных тел (хлористый радий), в газах пламени, в непосредственной близости к кусочкам фосфора и в воздухе, через который проходят лучи Ленарда[1], удалось наблюдать образование небольших количеств озона.

40. Разряд в трубках. Если от условий искрового разряда мы перейдем к случаю, когда размеры электродов велики по отношению к расстоянию между ними, и в особенности к случаю, когда электроды заключены в трубку с разреженным газом, характер разряда претерпит изменения, но и в этих условиях тоже разряд начинает проходить, как только поле, *хотя бы в одной точке сделается настолько сильным, что положительные центры приобретают способность создавать новые ионы.*

Диссоциация ударом положительных ионов происходит особенно легко на поверхности катода (на аноде это не имеет места, так как ни один положительный ион не движется к аноду); поэтому катод, если поле в непосредственном его соседстве делается достаточно сильным, будет испускать катодные лучи при ударе о него положительных центров, ранее существовавших в газе.

Под действием поля катодные лучи приобретут большую скорость и вызовут ионизацию газа в области, прилегающей к катоду C (рис. 14). Эта область, светящаяся вследствие имеющей в ней место интенсивной ионизации, образует окружающее катод так называемое катодное сияние G. Положительные центры, образующиеся в G при этой ионизации, в свою очередь, движутся к C и составляют положительный поток, изучавшийся Вийяром; точки поверхности катода, в которые они ударяются, являются источниками катодных лучей.

---

[1] P. Villard. Eclair. electr., t. XXII, p. 155.

Если в катоде имеются отверстия, положительный поток проходит через них и выходит позади C, образуя таким образом лучи Гольдштейна или *каналовые лучи*.

Таким образом, удары положительных центров о катод, с одной стороны, и действие корпускул на газ в области катодного сияния, с другой, составляют двойной источник ионизации, необходимый для поддержания искрового разряда.

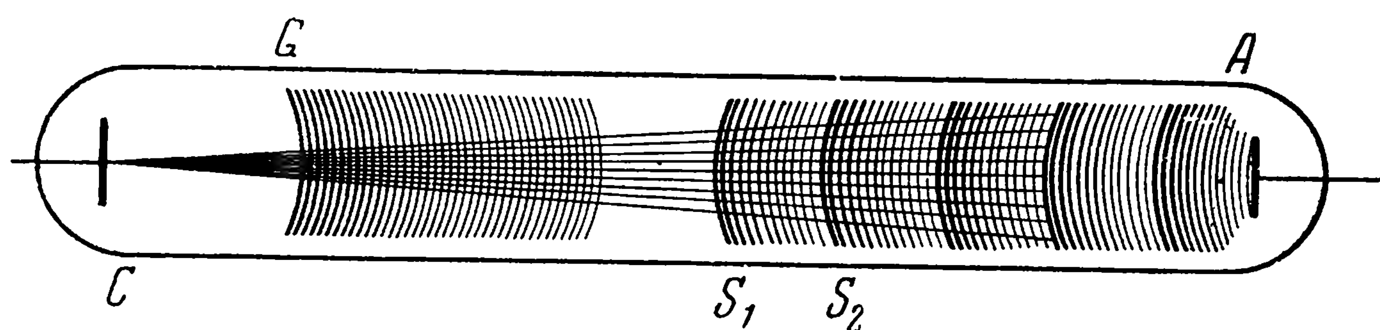


Рис. 14

В согласии с этой теорией опыт показывает, что *падение потенциала между катодным свечением и катодом в точности равно или превышает минимальный вольтаж, необходимый для появления отрицательной короны, т. е. для того, чтобы сообщить положительным центрам, летящим к катоду, скорость, позволяющую им вызвать испускание катодных лучей*. Это падение потенциала зависит от природы газа и от металла, из которого сделан катод; невозможно вызвать искровой разряд при более низком напряжении.

41. Страты. Катодные корпускулы, являющиеся значительно более эффективными диссоциирующими агентами, чем положительные ионы, должны играть основную роль в образовании положительной колонны между A и G и в появлении наблюдающихся там страт.

Опираясь на экспериментальные данные о том, что изменения интенсивности свечения в положительной колонне сопровождаются изменениями напряженности поля, проф. Дж. Дж. Томсон[1] предложил следующее объяснение явления страт.

---

[1] J. J. Thomson. Phil. Mag., 5-th sér., t. L, 1900, p. 282.

Электрический ток I, проходящий через трубку от A к C, при установившемся постоянном режиме разряда имеет постоянное значение во всех сечениях трубки. Если S — сечение, X — среднее значение поля во всей плоскости этого сечения, N и P — количества отрицательных и положительных ионов, находящихся в единице объема в этой области, k_1 и k_2 — подвижности, то имеем

$$I = Se(k_2N + k_1P)\,X.$$

I — постоянно ко всей длине трубки, значит X тем слабее, чем больше значения N и P. Следовательно, в сильно ионизированных областях поле должно быть слабым.

Катодные лучи, эмитированные катодом C, производят в области катодного свечения G сильную ионизацию; положительные центры, притягиваемые катодом, ударяются о него и поддерживают таким образом образование катодных лучей, а отрицательные центры отталкиваются из области катодного свечения к A.

Согласно вышесказанному, поскольку катодное свечение является областью интенсивной ионизации, поле в ней должно быть очень слабым, недостаточным для сообщения создаваемым там отрицательным центрам способности, в свою очередь, ионизировать газ на своем пути. Следовательно, за катодным свечением должна лежать более темная область — Фарадеево пространство, в которой газ не подвергается новой ионизации; область катодного свечения, по-видимому, результат сильных ударов наэлектризованных центров о молекулы, которые при этом диссоциируют.

Если бы между катодным свечением и анодом не существовало больше никакого источника ионизации, то в этой области ток *переносился бы только отрицательными ионами, образовавшимися в области катодного свечения*.

Следствием такого скопления отрицательных зарядов между G и A, по теореме Пуассона

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi Ne,$$

будет непрерывное усиление поля по направлению от G к A.

Если в некоторой области S_1 поле сделается достаточно большим, то корпускулы приобретут там между двумя последовательными столкновениями настолько большую скорость, что окажутся в состоянии произвести новую ионизацию молекул; отсюда получится свечение в страте S_1 и возрастание проводимости; за этим последует новое ослабление поля по изложенному выше механизму и отсутствие свечения между S_1 и S_2. Если это повторится определенное число раз раньше, чем отрицательные центры достигнут анода, то мы будем наблюдать соответствующее число страт.

Этих беглых указаний, быть может, уже достаточно, чтобы показать, какое значение имеет гипотеза об ионизации молекул ударами заряженных центров для выяснения механизма искрового разряда. Пока краткость периода его изучения не позволила еще сделать все выводы из этой гипотезы, но, как нам кажется, она несомненно должна послужить основой для построения полной теории.

Тот факт, что для поддержания разряда необходим поток положительных ионов, возникающий в области катодного свечения, объясняет, почему так трудно вызвать разряд, когда межэлектродное расстояние делается меньше ширины темного пространства между C и G, увеличивающейся по мере понижения давления. Мы видели, как это обстоятельство позволило Дж. С. Таунсенду работать с полями, значительно более сильными, чем поля, вызывающие искровой разряд при обыкновенных условиях.

42. Диэлектрическая когезия. В газе, находящемся в однородном поле X, искровой разряд возникает тогда, когда положительные ионы, всегда имеющиеся в газе, приобретают за время своего среднего свободного пробега λ энергию, достаточную для ионизации газа. Эта энергия пропорциональна X_λ и, если X — минимальное поле, вызывающее разряд и являющееся мерой того, что Е. Бути[1] называет *диэлектрической когезией* газа, мы получаем *электрическую прочность* Максвелла

$$X_\lambda = \text{const}.$$

[1] E. Bouty. Journ. de Phys., janvier, 1900.

Так как λ обратно пропорционально давлению $\tilde{\omega}$, то X должно быть прямо пропорционально $\tilde{\omega}$, во всяком случае в первом приближении, если учитывать возмущение, вносимое прилегающим к стенкам сосуда слоем газа, молекулы которого ионизируются легче, чем молекулы в объеме.

Экспериментальные данные, по-видимому, находятся в хорошем согласии с такой интерпретацией.

Глава III

РЕКОМБИНАЦИЯ ИОНОВ

43. Коэффициент рекомбинации. Мы видели, как приобретенное газом, благодаря присутствию ионов среди его молекул, свойство разряжать наэлектризованные тела постепенно исчезает вследствие рекомбинации ионов противоположных знаков.

Это явление, по-видимому, подчиняется простому закону, аналогичному закону действия масс Гульдберга и Вааге: если в жидкой или газообразной среде два химических вещества A и B взаимодействуют друг с другом *молекула с молекулой*, то скорость реакции пропорциональна произведению концентраций C_1 и C_2 (т. е. масс вещества A и B, содержащихся в единице объема).

Точно то же относится и к нашим ионам, так как мы знаем, что независимо от их знака, все они несут одинаковый по абсолютному значению заряд, в акте рекомбинации участвует по одной молекуле каждого рода (один положительный и один отрицательный ион), и скорость рекомбинации должна быть пропорциональна произведению концентраций, т. е. количеств электричества p и n, несомых положительными и отрицательными ионами, содержащимися в единице объема газа.

Если изменения этих *электрических плотностей* p и n происходят только вследствие рекомбинации, то за единицу времени исчезнут одинаковые количества положительного и отрицательного

электричества, и мы будем иметь

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -\alpha pn. \qquad (1)$$

Мы будем называть α *коэффициентом рекомбинации.*

Эта закономерность была выведена Томсоном и Резерфордом уже в их первой работе, затем экспериментально проверена Резерфордом, но только для случая, когда газ после ионизации не находится в электрическом поле, и *каждый элемент объема имеет нулевой суммарный заряд, т. е. содержит одинаковые количества ионов обоих знаков, т. е. одинаковые количества положительного и отрицательного электричества* $p = n$.

В этом случае

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2. \qquad (2)$$

Чтобы определить абсолютную величину α, Резерфорд пользовался двумя различными методами, один из них был впоследствии применен Тоунсендом в его опытах с диффузией, а другой — в самое последнее время — Мак-Клэнгом.

44. Первый метод Резерфорда[1]. Газ, ионизированный рентгеновыми лучами, далее циркулирует с заданной скоростью в металлической трубке и, пройдя некий переменный путь, проникает в поле, созданное между трубкой и изолированным центральным электродом, собирающим заряды одного знака, сохранившиеся в газе в свободном состоянии.

Если трубка настолько широка, что потеря ионов из-за диффузии к стенкам мала по сравнению с потерей их из-за рекомбинации, то, сравнивая количества, собранные после прохождения газом различных расстояний, можно вычислить коэффициент α.

Этот метод, ранее использованный Резерфордом для проверки закона, выраженного уравнением (2) (п. 43), в дальнейшем был следующим образом применен Тоунсендом[2] для определения абсолютного значения α.

[1] E. Rutherford. Phil. Mag., 5-th ser., t. XLIV, 1897, p. 429.
[2] J. S. Townsend. Phil. Trans., t. CXCIII, 1899, p. 129.

Из прибора, изображенного на рис. 8, убирают узкие металлические трубки T_1 и T_2, так что газ, ионизированный в W_1, прежде чем достигнуть металлической сетки M, ограничивающей поле, созданное между трубкой A_1 и электродом E_1, проходит через область с нулевым полем без заметной диффузии к стенкам. Если потенциал электрода E_1 достаточно сильно отличается от потенциала A_1, на нем собираются почти все свободные заряды одного знака, имеющиеся в газе в момент прохождения его через M_1. Отклонение электрометра, соединенного с E_1, указывает количество I_1, собранное на E_1 за единицу времени.

Если плотность свободных зарядов в газе, проходящем через M_1, обозначить через n_1, а объем, проходящий в единицу времени, через V, то

$$n_1 V = I_1.$$

В трубке A_2 путь заряда между W_2 и металлической сеткой M_2 значительно короче, и если начальная ионизация одна и та же в обеих трубках, то E_2 соберет $I_2 = n_2 V$, где I_2 больше I_1.

Если T — известный промежуток времени, в течение которого газ пробегает эту разность путей, то за время T в единице объема вследствие полной рекомбинации исчезнет $n_2 - n_1$; но

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2; \quad \frac{dn}{n^2} = -\alpha dt; \quad \frac{1}{n_1} - \frac{1}{n_2} = \alpha T,$$

откуда можно найти α.

Таким путем Таунсенд получил для сухих газов при атмосферном давлении значения, приведенные в следующей таблице в электростатических единицах CGS.

Газ	α
Воздух	3380
Углекислый газ	3520
Водород	3020

45. Второй метод Резерфорда. Рентгеновы лучи, по возможности более постоянной интенсивности, ионизируют газ,

находящийся между двумя параллельными металлическими пластинками. Пусть q — количество электричества одного знака, освобождаемого ими в единице объема газа за единицу времени.

Если между пластинками нет никакого поля, в газе установится постоянный режим, при котором потери из-за рекомбинации в точности будут компенсировать образование q. Если n_0 — плотность зарядов в газе, то

$$q = \alpha n_0^2$$

и α можно определить, измерив q и n_0.

Чтобы измерить q, создадим во время прохождения радиации поле, достаточное для того, чтобы собрать практически все освобожденные ионы.

Если объем газа V, и если предполагать ионизацию однородной, то сила тока через газ будет

$$I = qV.$$

Чтобы определить n_0, достаточно дать установиться постоянному режиму, выключить радиацию и немедленно включить поле, достаточно сильное для улавливания почти всех имеющихся ионов. Если обозначить через Q количество электричества, полученное из газа, то

$$Q = n_0 V.$$

Мак-Клэнгу [1] удалось обнаружить изменения интенсивности ионизации, связанные с изменением расстояния от трубки, генерирующей рентгеновы лучи. Полученные им абсолютные значения α совпадают со значениями Тоунсенда. Он работал с воздухом при давлениях от 0,125 до 3 *атм* и пришел к выводу, что в этих пределах коэффициент α является постоянным. Оценку этого результата я дам ниже (п. 64).

Чтобы проверить закон рекомбинации, достаточно видоизменить метод измерения n_0, создавая поле только через время t после

[1] R. K. McClung. Phil. Mag., t. V, march, 1902, p. 283.

выключения радиации. Удар маятника о первый рычаг выключает радиацию, прерывая ток через первичную обмотку индуктора, следующий удар маятника о второй рычаг, помещенный на переменном расстоянии от первого, включает поле, позволяющее извлечь ионы, еще находящиеся в газе по прошествии времени t. Тогда, если n — плотность зарядов, переносимых ионами, будем иметь

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t.$$

Полученные на опыте изменения n в зависимости от t хорошо согласуются с этой формулой.

Описанные выше методы дают возможность проверить закон рекомбинации только в специальном случае, когда $p = n$. Кроме того, с этими методами связаны следующие трудности.

Интенсивность рентгеновых лучей, испускаемых трубкой Крукса, за очень короткие интервалы претерпевает заметные изменения, тем более значительные, чем трубка *жестче*. Необходимо многократно повторять измерения, и полученные значения являются средними из довольно сильно расходящихся чисел.

С другой стороны, невозможно точно знать распределение ионизации, а также эффект, производимый вторичными лучами, испускаемыми металлическими пластинками или самим газом при облучении рентгеновыми лучами. Эта трудность имеет большее значение для второй методики, чем для первой.

Диффузия к пластинкам при этой второй методике тоже должна оказывать влияние, трудно поддающееся учету.

Теоретическое значение закона рекомбинации. Прежде чем изложить экспериментальную методику, позволившую мне одновременно и при условиях, полностью исключающих указанные выше трудности, доказать правильность закона рекомбинации в его самой общей форме, а также и закона подвижности для ионов обоих знаков, я проанализирую более точно значение закона рекомбинации. Этот анализ приведет нас к новому

подтверждению ионной теории, получающемуся непосредственно с помощью применявшейся мною экспериментальной методики.

46. Число столкновений. Прежде всего я дам определение того, что я буду называть *числом столкновений между ионами различных знаков*, происходящих вследствие взаимного притяжения их противоположных зарядов.

Мы уже видели, что при обыкновенных экспериментальных условиях число ионов в кубическом сантиметре никогда не превосходит 10^6—10^7, так что среднее расстояние между двумя ионами противоположных знаков порядка 10^{-2} *см*; при обыкновенных давлениях это — огромное расстояние по сравнению со средним расстоянием между молекулами и со свободным пробегом иона (приблизительно $\lambda = \frac{1}{2} \cdot 10^{-5}$) (п. 18).

На этом среднем расстоянии (10^{-2} *см*) поле $\frac{e}{r^2}$, созданное ионом, чрезвычайно слабо (п. 12):

$$\frac{e}{r^2} = \frac{7 \cdot 10^{-10}}{10^{-4}} = 7 \cdot 10^{-6} \text{ единиц CGS.}$$

Поэтому взаимодействие двух соседних ионов не сможет сколько-нибудь заметно изменить их взаимные траектории, если только расстояние между ними не сделается значительно меньше среднего.

Если же два иона противоположных знаков подойдут так близко друг к другу, что притяжение между ними будет стремиться вызвать их рекомбинацию, то вероятность того, что третий ион того или иного знака тоже окажется на достаточно малом расстоянии от первых двух, *чрезвычайно мала*. Точно так же и в кинетической теории газов с полным правом пренебрегают столкновениями, в которых одновременно участвуют больше двух молекул.

Если, например, описать вокруг каждого отрицательного иона замкнутую поверхность S, наибольший диаметр которой по порядку величины не превосходит одной десятой от среднего расстояния между ионами, то, как показывает простой расчет, вероятность того, что три иона одновременно окажутся внутри такой поверхности, столь мала, что ею вполне можно пренебречь.

Установив это, я покажу, что число положительных ионов, за время dt проникающих внутрь таких поверхностей благодаря притяжению внутренних отрицательных ионов, *не зависит от поверхностей S и от электрического поля*, создаваемого в газе соседними проводниками. *Это число определит число столкновений, совершающихся за время dt между ионами противоположных знаков.*

Наибольший диаметр этих поверхностей S, малый по сравнению со средним расстоянием между ионами, остается очень большим по отношению к среднему пути иона; поэтому два иона противоположных знаков, находящиеся — отрицательный в центре, а положительный в непосредственном соседстве с поверхностью S, движутся, под действием их взаимного притяжения, по тому же закону подвижности и с теми же коэффициентами k_1 и k_2, как и при воздействии внешнего поля X, созданного зарядами, расположенными на соседних проводниках и на других ионах в газе.

Пусть в некоторой малой части объема, занимаемого ионизированным газом, N и P — количества положительных и отрицательных ионов в единице объема. В элементе объема dv число отрицательных ионов, а следовательно, и поверхностей S, равно Ndv.

Предположим, что каждая из этих поверхностей S жестко связана с заключенным в ней отрицательным ионом, и постараемся определить, внутрь какого числа таких поверхностей за время dt проникнет положительный ион, пересекая определенный элемент поверхности dS.

Это число зависит только от *относительной скорости* центрального отрицательного иона и положительного иона, находящегося в непосредственном соседстве с dS.

Вне сферы их взаимного притяжения эти два иона подчиняются воздействию внешнего поля зарядов, находящихся на соседних проводниках и на других ионах в массе газа. Обозначим через X_2 значение этого поля в точке нахождения отрицательного иона, через X_1 — его значение в соседней точке соответствующего элемента dS, в которой находится положительный ион, и через r — расстояние между этими двумя ионами. Скорость отрицательного

иона равна геометрической сумме

$$V_2 = -k_2\left(\overline{X}_2 + \frac{\overline{e}}{r^2}\right),$$

а скорость положительного иона

$$V_1 = k_1\left(\overline{X}_1 + \frac{\overline{e}}{r^2}\right),$$

откуда их относительная скорость равна

$$V = V_1 - V_2 = k_2\overline{X}_2 + k_1\overline{X}_1 + (k_1 + k_2)\frac{\overline{e}}{r^2}.$$

Положительные ионы, проходящие за время dt через элемент dS, заключены внутри цилиндра с основанием dS и образующими с длиною Vdt, параллельными V.

Если V_n — проекция V на нормаль к dS, то объем этого цилиндра равен

$$V_n dS dt;$$

это — поток вектора V через dS.

Для всех поверхностей, число которых Ndv, суммарный объем аналогичных цилиндров равен

$$\sum V_n dS dt,$$

и искомое число равно числу положительных ионов, содержащихся в этом объеме

$$P\sum V_n dS dt.$$

Интегрируя по всей замкнутой поверхности S, мы получим число положительных ионов, которые за время dt проникают внутрь всей совокупности поверхностей S. Таким образом, получим

$$Pdt\sum\int_s V_n dS = Pdt\sum\left[k_2\int (X_2)_n dS + \right.$$
$$\left. + k_1\int (X_1)_n dS + (k_1 + k_2)\int\left(\frac{e}{r^2}\right)_n dS\right].$$

Для каждой поверхности первый интеграл правой части равен нулю, ибо X_2 — величина постоянная, второй интеграл этой части тоже равен нулю по теореме Гаусса, так как поле X_1 не создано никаким зарядом внутри S; наконец, по той же теореме, последний интеграл правой части равен постоянной величине $4\pi e$.

Наше выражение превращается, таким образом, в следующее:

$$Pdt \sum 4\pi (k_1 + k_2) e = 4\pi (k_1 + k_2) NPedtdv,$$

причем число одинаковых членов под знаком Σ равно Ndv. Отсюда окончательно получаем для единицы объема

$$4\pi (k_1 + k_2) NPedt.$$

Это число не зависит от поверхностей S и от внешнего поля X. Оно представляет собой то, что мы будем называть *числом столкновений между ионами противоположных знаков за время dt в единице объема.*

Если бы между ионами не существовало никакого притяжения, число столкновений между ними было бы *значительно* меньшим. Чтобы составить себе представление о значении его в этом случае, предположим (п. 18), что радиусы ионов обоих знаков в *три* раза превышают радиусы молекул газа; в случае воздуха получим тогда для суммы радиусов двух ионов противоположных знаков значение около $S = 10^{-7}$. Если масса каждого иона по порядку величины в 10 раз превосходит массу молекулы, то средняя тепловая скорость иона примерно в три раза меньше средней тепловой скорости молекулы, которая для кислорода при обыкновенной температуре равна $u = 1{,}5 \cdot 10^4$.

Объем, заключающий в себе положительные ионы, с которыми отрицательный ион может столкнуться за единицу времени, равен объему цилиндра с радиусом S и длиною, равной средней относительной скорости ионов противоположных знаков $u\sqrt{2}$. Суммарный объем для N отрицательных ионов равен

$$\pi S^2 u \sqrt{2} N,$$

а для положительных ионов, встреченных ими за время dt,

$$\pi S^2 u\sqrt{2} NPdt.$$

Коэффициенты $4\pi(k_1 + k_2)$ и $\pi S^2 u\sqrt{2}$ при сделанных выше допущениях равны, соответственно

$$0{,}75\cdot10^{-5} \text{ и } 0{,}75\cdot10^{-9}.$$

Таким образом, число столкновений, происходящих вследствие взаимного притяжения, в 10 000 раз превосходит число столкновений, которые имели бы место при отсутствии притяжения. Можно утверждать, что рекомбинация происходит вследствие притяжения ионов противоположных знаков.

47. Коэффициент рекомбинации. Если бы каждое столкновение сопровождалось рекомбинацией, то, поскольку положительные ионы, участвующие в столкновении, несут заряд e, количество электричества, рекомбинированного в единице объема, было бы

$$4\pi(k_1 + k_2) PNe^2dt = 4\pi(k_1 + k_2)\, pndt,$$

где p и n, как прежде, плотности обоих электричеств, связанных с P и N соотношениями

$$p = Pe, \quad n = Ne.$$

Тогда для закона рекомбинации мы имели бы:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -4\pi(k_1 + k_2)\, pn.$$

Но рекомбинация не обязательно происходит при каждом столкновении: в момент, когда ионы окажутся так близко друг от друга, что между ними уже не будет молекул газа, их начальная относительная кинетическая энергия увеличится вследствие их взаимного притяжения и может стать настолько большой, что оба иона снова разойдутся, обойдя один вокруг другого. Только доля ε от всего числа столкновений, *всегда меньшая единицы*, будет сопровождаться рекомбинацией, поэтому

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -4\pi(k_1 + k_2)\, \varepsilon pn.$$

Таким образом, мы снова приходим к предположенному ранее закону рекомбинации с соотношением

$$\alpha = 4\pi (k_1 + k_2)\,\varepsilon, \quad \varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi (k_1 + k_2)}.$$

Экспериментальный метод, который я собираюсь изложить, позволяет непосредственно измерить это отношение $\frac{\alpha}{4\pi (k_1 + k_2)}$ *при весьма сильном варьировании условий. Если закон рекомбинации и закон подвижности верны, то для определенного газа при заданных условиях температуры и давления опыт должен дать для искомого отношения постоянное значение, не зависящее от внешнего поля и от интенсивности ионизации.*

Более того, согласно изложенным выше теоретическим соображениям, *значение этого числа* ε, *т. е. отношения числа рекомбинации к числу столкновений между ионами противоположных знаков, всегда должно оставаться меньшим единицы.*

Наконец, вероятность того, что в момент соударения произойдет рекомбинация, тем больше, чем меньше тепловая скорость ионов u и чем короче их средний свободный пробег λ между столкновениями с молекулами. Следовательно, ε должно изменяться обратно пропорционально произведению λu, прямо пропорциональному подвижности ионов k. Значит, наше отношение ε должно стремиться к единице при уменьшении подвижностей k_1 и k_2. Мы увидим ниже, что все эти предсказания полностью будут подтверждены результатами экспериментов.

Опытная проверка

48. Принцип экспериментальной методики. Исследуем влияние напряженности поля на количество электричества, собранное в однородном поле на металлической пластинке AB (рис. 15), снабженной охранным кольцом и помещенной против параллельной ей алюминиевой пластинки CD; через газ, находящийся между пластинками, будем пропускать рентгеновы лучи, полученные при одном *единичном разряде* ин-

дуктора через трубку Крукса. Длительность испускания лучей чрезвычайно мала, согласно Брёнсу[1], она — порядка 10^{-4} *сек.* Вместе с вторичными лучами, вырываемыми из CD и AB, эти рентгеновы лучи во время их чрезвычайно кратковременного прохождения через газ ионизируют его и освобождают в нем одинаковые количества Q_0 положительного и отрицательного электричества на единицу поверхности пластинок.

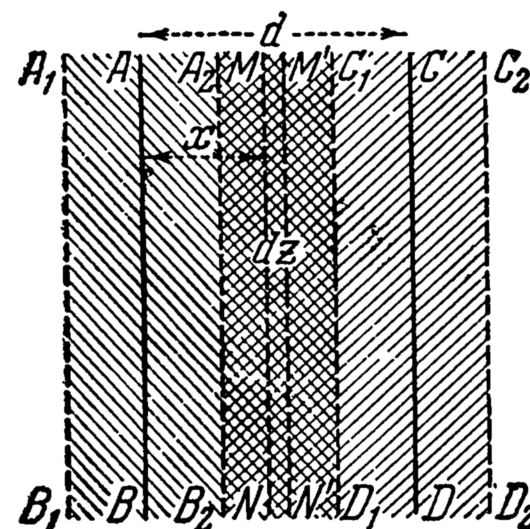


Рис. 15

Если между AB и CD существует поле H и если, например, AB заряжено отрицательно, то положительные ионы начнут, сразу после прохождения радиации, двигаться по направлению к AB со скоростью k_1H, фильтруясь сквозь отрицательные ионы, движущиеся к CD со скоростью k_2H. В области, постепенно все более и более сужающейся, занимаемой одновременно ионами обоих знаков, будет иметь место частичная рекомбинация, значение которой будет тем больше, чем слабее будет поле, т. е. чем длительнее будет фильтрация. Таким образом, после прихода всех положительных ионов на пластинку AB, на ней на единице поверхности окажется количество электричества Q, меньшее Q_0 и стремящееся к этому значению по мере усиления поля.

Для случая, когда Q_0 настолько мало, что присутствие зарядов, движущихся в газе, не изменяет заметным образом поля H (далее мы увидим, какое влияние может оказывать такое изменение), мне удалось вычислить Q и показать, что *это количество, при одном и том же значении* Q_0, *не зависит от распределения ионов в интервале между пластинками.*

49. Вычисление Q. Пусть d — расстояние между пластинками, а $p_0 = n_0$ — одинаковые плотности положительного и отрицательного электричества, внезапно освобожденного радиа-

[1] P. Brunhes. Comptes rendus. t. CXXX, 1900, p. 1007.

цией в слое газа, расположенном на расстоянии z от пластинки AB. Если источник радиации находится от CD на расстоянии, достаточно большом по отношению к диаметру AB, то p_0 будет только функцией от z, зависящей от распределения *ионизации* и от относительного значения первичных и вторичных лучей. Тогда будем иметь

$$Q_0 = \int_0^d p_0 dz.$$

Если считать начальным временем момент прохождения радиации, то плотности p и n в момент t будут функциями z и t; при $t=0$ они будут иметь равные значения p_0 и n_0. Разрыв непрерывности, вызванный присутствием пластинок AB и CD, можно учесть, положив функцию $p_0 = n_0$ равной нулю для значений z, заключенных между $-\infty$ и 0 и между d и $+\infty$; тогда функция

$$q = \int_{-\infty}^{z} p_0 dz$$

определена для всех значений z. Можно предположить, что поле H простирается от $-\infty$ до $+\infty$.

Через время

$$t > \frac{d}{(k_1 + k_2) H}$$

оба слоя постоянной толщины d $A_1B_1C_1D_1$ и $A_2B_2C_2D_2$ (рис. 15), содержащие положительные и отрицательные заряды, полностью профильтруются один сквозь другой, никакая рекомбинация не сможет больше иметь места, и искомым количеством Q будет количество, содержащееся в каждом из этих слоев на единицу поверхности пластинок.

Легко составить уравнение с частными производными, которым будут удовлетворять функции p и n. Рассмотрим в момент t слой $MNM'N'$ с толщиною dz. Плотность положительных ионов на MN равна p, на $M'N'$ — $p + \frac{\partial p}{\partial z} dz$. Все положительные ионы движут-

ся к AB со скоростью k_1H, следовательно, количество электричества этого знака, проникающее в слой за время dt через единицу поверхности MN, будет

$$k_1Hpdt,$$

а количество, выходящее из этого слоя через единицу поверхности $M'N'$, будет

$$k_1\left(Hp+\frac{\partial Hp}{\partial z}\partial z\right)dt.$$

Следовательно, возрастание количества, содержащегося в слое, вызванное этим перемещением, равно

$$-k_1\frac{\partial Hp}{\partial z}dz\,dt;$$

а возрастание этого количества вследствие рекомбинации равно

$$-\alpha pn\,dz\,dt.$$

Суммарное возрастание в слое тоже равно $\frac{\partial p}{\partial t}dz\,dt$. Поэтому, если предположить, что H однородно, то получим:

$$\frac{\partial p}{\partial t}+k_1H\frac{\partial p}{\partial z}=-\alpha pn. \qquad (1)$$

Для отрицательных ионов, движущихся в обратном направлении, получим точно так же

$$\frac{\partial n}{\partial t}-k_2H\frac{\partial n}{\partial z}=-\alpha pn. \qquad (2)$$

Для интегрирования этих уравнений произведем замену переменных, полагая

$$x=z-k_1Ht, \quad y=z+k_2Ht.$$

Получим

$$\frac{\partial p}{\partial t}+k_1H\frac{\partial p}{\partial z}=(k_1+k_2)H\frac{\partial p}{\partial y}=-\alpha pn.$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}-k_2H\frac{\partial n}{\partial z}=-(k_1+k_2)H\frac{\partial n}{\partial x}=-\alpha pn.$$

Полагая

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi (k_1 + k_2)}, \qquad \sigma = \frac{H}{4\pi},$$

где σ — плотность электричества, необходимая на пластинках AB и CD для создания поля H, получим

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\frac{\varepsilon}{\sigma} pn, \qquad \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{\sigma} pn.$$

Если положить

$$p = -\frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{\partial \log \varphi}{\partial x}, \qquad n = \frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{\partial \log \varphi}{\partial y},$$

то функция φ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \, \partial y} = 0.$$

Общий интеграл этого уравнения

$$\varphi = F_1(x) + F_2(y),$$

где F_1 и F_2 — две произвольные функции. Отсюда получаем:

$$p = -\frac{\sigma F_1'(x)}{\varepsilon [F_1(x) + F_2(y)]}, \qquad n = \frac{\sigma F_2'(y)}{\varepsilon [F_1(x) + F_2(y)]}.$$

Для $t = 0$ x и y делаются равными z, p и n сводятся к $p_0 = n_0 = \frac{dq}{dz}$. Следовательно:

$$\frac{dq}{dz} = -\frac{\sigma F_1'(z)}{\varepsilon [F_1(z) + F_2(z)]} \cong + \frac{\sigma F_2'(z)}{\varepsilon [F_1(z) + F_2(z)]}.$$

Откуда, вычитая вторую дробь из первой, получаем

$$F_1'(z) + F_2'(z) = 0, \quad F_1 + F_2 = C;$$

далее

$$F_2'(z) = \frac{\varepsilon}{\sigma} C \frac{dq}{dz}, \quad F_2 = \frac{\varepsilon}{\sigma} Cq,$$

и

$$F_1 = C\left(1 - \frac{\varepsilon}{\sigma} q\right);$$

откуда, подставляя эти значения в выражение для n

$$n = \frac{q'(y)}{1 + \frac{\varepsilon}{\sigma}[q(y) - q(x)]}.$$

Но $q'(y) = p_0(y)$, по определению p_0 не равно нулю только для

$$0 < y < d,$$

и, если предположить, что фильтрация окончена, т. е., что

$$(k_1 + k_2) Ht > d,$$

имеем, для значений p между 0 и d

$$x = y - (k_1 + k_2) Ht < 0.$$

Следовательно, $q(x)$ равно нулю, когда $q'(y)$ не равно нулю. Значит, при этих условиях, будет

$$n = \frac{q'(y)}{1 + \frac{\varepsilon}{\sigma} q(y)},$$

и для всего количества Q в слое, содержащем отрицательные ионы после окончания фильтрации, будет

$$Q = \int_0^d n dy = \int_0^{Q_0} \frac{dq}{1 + \frac{\varepsilon}{\sigma} q} = \frac{\sigma}{\varepsilon} \log\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right)$$

или

$$\frac{\varepsilon Q}{\sigma} = \log\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right). \quad (3)$$

Это очень простое соотношение между собранным количеством Q и полем $H = 4\pi\sigma$ показывает, что Q *не зависит от того, каким образом освобожденное количество* Q_0 *распределено в интервале между пластинками*. Это соотношение поддается прямой экспериментальной проверке, позволяющей вычислить отношение

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)},$$

на теоретическое значение которого я указывал выше.

Предыдущий результат без труда можно проверить в случае, когда начальная ионизация однородна и локализована в слое толщиною a, параллельном пластинкам, так что

$$ap_0 = Q_0.$$

Во время фильтрации плотность p остается однородной в области, общей обоим слоям, занятым положительными и отрицательными ионами, и удовлетворяет соотношению

$$\frac{dp}{dt} = -\alpha p^2,$$

$$p = \frac{p_0}{1 + p_0 \alpha t}.$$

В течение времени dt толщина этой общей области уменьшается на величину $(k_1 + k_2) H dt$, и, следовательно, количества электричества того и другого знака, извлекаемые по этой области, равны

$$dq = (k_1 + k_2) H \frac{p_0 dt}{1 + p_0 \alpha t} = \frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{p_0 \alpha dt}{1 + p_0 \alpha t}.$$

После окончания фильтрации через время

$$T = \frac{a}{(k_1 + k_2) H} = \frac{a\varepsilon}{\alpha\sigma}$$

будем иметь

$$Q = \int\limits_0^T \frac{\sigma}{\varepsilon} \cdot \frac{p_0 \alpha dt}{1 + p_0 \alpha t} = \frac{\sigma}{\varepsilon} \log\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right).$$

Таким образом, мы вновь находим здесь частный случай общего соотношения, выведенного выше.

В этом случае легко понять, почему толщина a не фигурирует в выражении для Q: для одного и того же значения Q_0 плотность ионов тем больше, чем a меньше; то же имеем и для потерь из-за рекомбинации в течение заданного промежутка времени; но, так как при уменьшении a уменьшается и длительность фильтрации, а следовательно, и рекомбинации, то в результате оказывается,

что потери от рекомбинации, а значит, и *собранное количество* Q, *не зависят от* a, *или*, в более общем виде, *от распределения* Q_0 *в промежутке между пластинками.*

Это дает возможность избавиться от неопределенности, чрезвычайно неудобной при различных измерениях, связанных с ионизацией. Действительно, как мне удалось показать, значение, полученное для ε, не претерпело сколько-нибудь заметного изменения при переходе от практически однородной ионизации в случае, когда пластинка AB была алюминиевая (вторичные лучи — слабые и мало поглощающиеся) и расстояние d мало (1 *см*), к резко неоднородной ионизации, когда пластинка AB была свинцовая. Во втором случае ионизация, благодаря испускаемым пластинкой интенсивным вторичным излучениям, была почти целиком локализована в непосредственной близости от этой пластинки, а расстояние d между пластинками было велико (4 *см*).

50. Видоизменение поля ионами. Если между двумя параллельными пластинками AB и CD установить разность потенциалов V, для того чтобы собирать заряды, освобождаемые в интервале между пластинками благодаря ионизации любого типа, то поле, однородное в отсутствии ионов, окажется видоизмененным из-за накопления зарядов одного знака вблизи той пластинки, к которой они движутся.

Это явление было экспериментально изучено Чайльдом и Зелены в случае, когда между пластинками проходили рентгеновы лучи постоянной интенсивности. При этом устанавливался постоянный режим, при котором поле, благодаря накоплению зарядов, в непосредственной близости к пластинкам было сильнее, чем в середине промежутка между ними. Вследствие большей подвижности отрицательных ионов, положительные ионы накапливаются в бо́льших количествах, чем отрицательные. Поэтому поле делается более сильным вблизи катода (отрицательно заряженная пластинка), к которому направляются положительные ионы, чем вблизи анода. Так, кривая распределения потенциала (рис. 16), полученная экспериментально, например, методом струи паров ртути, тем сильнее

отклоняется от прямой (однородное поле), чем интенсивнее ионизация и чем меньше разность потенциалов.

Резерфорд аналогичным образом изучил случай ионизации солями урана.

Проф. Дж. Дж. Томсоном[1] был дан полный теоретический анализ этого явления для случая постоянного режима, устанавливающегося, когда постоянная причина, вызывающая ионизацию, действует однородно в промежутке между пластинками. Заметное усиление поля вблизи катода автор связывает с наблюдающейся в пустотных трубках почти полной локализацией падения потенциала в непосредственном соседстве с катодом; это последнее явление объясняется значительной подвижностью отрицательных ионов, которыми в этом случае являются сами корпускулы.

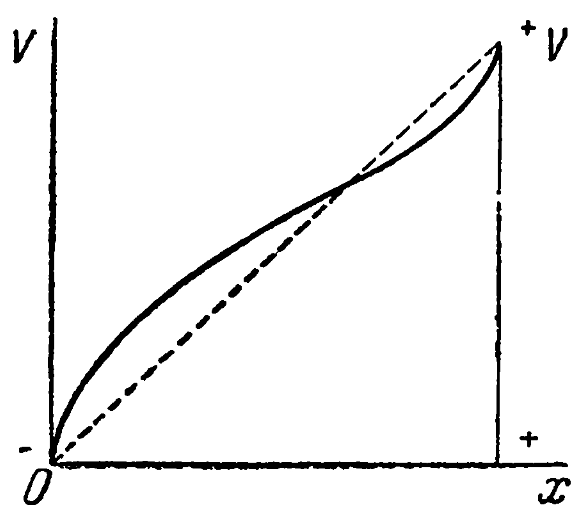


Рис. 16

Аналогичные изменения поля происходят и в случае переменного режима. Если, как раньше, предположить, что ионизация производится только в течение очень короткого времени, и что перемещение ионов происходит уже после прекращения радиации, то уравнения (1) и (2) (п. 49) превращаются в следующие:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + k_1 \frac{\partial (pH)}{\partial z} = -\alpha pn\,,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - k_2 \frac{\partial (nH)}{\partial z} = -\alpha pn\,,$$

с уравнением Пуассона

$$\frac{\partial H}{\partial z} = 4\pi (p - n).$$

[1] Джинс показал, как уравнения проф. Томсона позволяют рассмотреть вопрос о стратах в разрядах. J. J. Thomson. Phil. Mag., 5-th ser., t. XLVII, 1899, p. 253; J. Jeans. Phil. Mag., 5-th ser., t. XLIX, 1900, p. 245.

Если прибавить сюда следующие условия: 1°, для $t=0$ p и n сводятся к $p_0=n_0$ — известной функции от z; 2°, если между AB и CD установилась разность потенциалов V, то в каждый данный момент

$$\int_0^d H dz = V.$$

Этих трех уравнений достаточно для полного определения p, n и H, как функций от z и t. Но в общем случае решение представляется весьма запутанным.

Задача делается более простой, если предположить, что начальная ионизация однородна в слое толщиной a, параллельном пластинкам. Мне удалось до конца решить эту задачу для частного случая, когда толщина слоя a и положение его относительно пластинок таковы, что полное разделение ионов обоих знаков заканчивается прежде, чем какой-либо из них достигнет пластины, на которой ему надлежит остаться. На опыте этот случай осуществляется при ионизации газа тонким плоским пучком лучей, распространяющимся параллельно AB и CD. В этом случае, обозначая через d расстояние между пластинками и полагая $\frac{d-a}{d}=\lambda$, я получил

$$1-\frac{\lambda Q}{\sigma}=\left[1-(\lambda-\varepsilon)\frac{Q_0}{\sigma}\right]^{\frac{\lambda}{\lambda-\varepsilon}}.$$

Однако, как для этого исследования, так и в дальнейшем для измерения подвижностей, мне было удобнее производить ионизацию газа лучами, перпендикулярными к пластинкам, ограничивающим данную порцию газа. Ионизация распространяется на всю массу газа, и, если полагать ее однородной, можно получить верхний предел ошибки, происходящей от видоизменения поля.

Пусть $p_0=\frac{Q_0}{d}$ — начальная однородная плотность освобожденного количества электричества. По прошествии времени t после прохож-

дения радиации положительные ионы, направлявшиеся к AB, окажутся между AB и C_1D_1 (рис. 15), отрицательные ионы—между A_2B_2 и CD. В средней области $A_2B_2C_1D_1$ поле всегда останется однородным: действительно, в этой области в начальный момент будет $p = n = p_0$. Дифференциальные уравнения в этой области сведутся к

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -\alpha pn, \qquad \frac{\partial H}{\partial z} = 0.$$

Следовательно, поле будет там иметь однородное значение H_1, зависящее от времени, и мы получим

$$p = n = \frac{p_0}{1 + p_0 \alpha t}.$$

Но вне этой области положение будет иное: между этой областью и каждой из пластин AB и CD имеются только ионы одного знака, и поэтому, по мере приближения к каждой из пластин, поле будет *непрерывно возрастать*, начиная от его значения H_1.

Плоскость C_1D_1, справа от которой находятся положительные ионы, за время dt переместится по направлению к AB на расстояние k_1H_1dt, а плоскость A_2B_2, слева от которой находятся отрицательные ионы, переместится к CD на расстояние k_2H_1dt; поэтому толщина слоя, общего для ионов обоих знаков, уменьшится на величину

$$dx = (k_1 + k_2) H_1 dt,$$

и количество электричества, извлеченное из этой области за время dt, будет

$$dq = (k_1 + k_2) pH_1 dt = p\,dx.$$

Общее количество электричества, собранное на AB, будет:

$$q = \int_0^d p\,dx = \int_0^d \frac{p_0 dx}{1 + p_0 \alpha t},$$

так как фильтрация полностью заканчивается, когда

$$x = \int_0^t (k_1 + k_2) H_1 \, dt$$

делается равным d; q можно вычислить, если знать H_1, как функцию x или t. Но, принимая для H_1 слишком малое значение, мы увеличим влияние изменения поля; это будет, если предположить для абсолютной электрической плотности вне общей области значение p_0, большее ее действительной величины.

На основании этих соображений получаем в интервале A_2B_2AB:

$$\frac{\partial H}{\partial z} = 4\pi p_0,$$

$$H = H_1 + 4\pi p_0 z,$$

где z — расстояние, отсчитываемое от A_2B_2.

В интервале CDC_1D_1 получаем аналогичное выражение, где z отсчитывается от C_1D_1. Ширина A_2B_2AB равна

$$k_1 \int H_1 dt = \frac{k_1 x}{k_1 + k_2},$$

а ширина C_1D_1CD равна $\frac{k_2 x}{k_1 + k_2}$.

Поскольку разность потенциалов между AB и CD равна V, получим, интегрируя поле во всем промежутке между пластинками,

$$V = 4\pi\sigma d = H_1 d + \frac{2\pi p_0 (k_1^2 + k_2^2)}{(k_1 + k_2)^2} x^2.$$

Это уравнение позволяет вычислить H_1. Вместо того, чтобы производить здесь полный расчет, приводящий, впрочем, к тому же результату, я сделаю предположение, практически всегда осуществляющееся, что $k_1 = k_2 = k$, и сохраню только члены первого порядка относительно $\frac{Q_0}{\sigma}$, всегда являющегося малой величиной.

Предыдущее соотношение получает вид:

$$V = H_1 d + \pi p_0 x^2;$$

кроме того,

$$H_1 = \frac{1}{2k}\frac{dx}{dt},$$

следовательно,

$$\frac{d}{2k}\frac{dx}{dt} = V - \pi p_0 x^2,$$

$$dt = \frac{d}{2k}\frac{dx}{V - \pi p_0 x^2} = \frac{d}{8\pi k\sigma}\left(1 + \frac{Q_0 x^2}{4\sigma d^2}\right)dx,$$

$$t = \frac{d}{8\pi k\sigma}\left(x + \frac{Q_0 x^3}{12\,\sigma d^2}\right) = t_0 + \frac{Q_0 x^3}{96\pi k\sigma^2 d},$$

где t_0 — значение, которое приняло бы t при том же самом значении x, если бы поле оставалось однородным.

Таким образом, уменьшение собранного количества, происшедшее из-за изменения поля, равно

$$Q - q = \int_0^d \frac{p_0 dx}{1 + p_0 \alpha t_0} - \int_0^d \frac{p_0 dx}{1 + p_0 \alpha t} = \frac{\varepsilon Q_0^3}{48\,\sigma^2}$$

с точностью, указанной выше. Но с той же самой степенью приближения

$$Q = \frac{\sigma}{\varepsilon}\log\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right) = Q_0 - \frac{1}{2}\frac{\varepsilon Q_0^2}{\sigma}.$$

Значит

$$q = Q_0 - \frac{1}{2}\frac{\varepsilon Q_0^2}{\sigma} - \frac{\varepsilon Q_0^3}{48\,\sigma^2} = Q_0 - \frac{1}{2}\frac{\varepsilon Q_0^2}{\sigma}\left(1 + \frac{Q_0}{24\sigma}\right).$$

Следовательно, главным членом и в то же время верхней границей относительной ошибки при вычислении ε, *происходящей от изменения поля, будет*

$$\frac{1}{24}\frac{Q_0}{\sigma},$$

когда между AB и *CD имеет место однородная ионизация. Таким образом, пока* Q_0 *не превосходит* $\frac{\sigma}{4}$, *ошибка всегда будет меньше одной сотой.* В моих опытах я всегда стремился выполнять это условие. Расчет показывает также, что влияние изменения поля

делается более значительным, когда ионизация перестает быть однородной. Это теоретическое предвидение также было подтверждено опытным путем. Действительно, мы увидим далее, что для достаточно малых значений $\frac{Q_0}{\sigma}$ значение ε, выведенное из формулы (3), весьма постоянно и не зависит от распределения ионизации, но что при заметном увеличении $\frac{Q_0}{\sigma}$ значение ε, рассчитанное без учета изменения поля, в случае неоднородной ионизации возрастает быстрее, чем в противоположном случае.

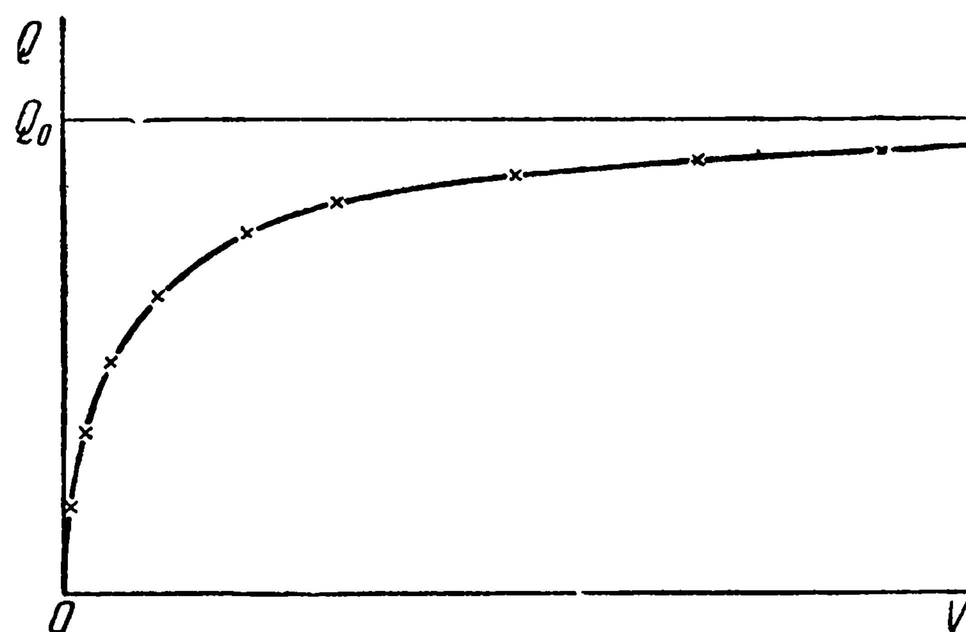


Рис. 17

51. П е р в а я о п ы т н а я п р о в е р к а. Методика измерений, использованная мною во время моего пребывания в Кевендишской лаборатории для изучения вторичных лучей (описана в п. 91) позволила мне тогда же получить первое подтверждение формулы (3). Индуктор, приводивший в действие трубку Крукса, питался через ртутный прерыватель, дающий только три или четыре перерыва в секунду, так что ионы, освобожденные рентгеновыми лучами, происходящими от одного разряда, даже при слабых полях успевали быть полностью собранными до прохождения следующего разряда. Не ставя себе в то время целью вывести значение ε, я проделал большое число опытов для изучения изменений Q в зависимости от разности потенциала между двумя пластинами; поскольку σ пропорционально V, соотношение (3) принимает вид

$$Q = \beta V \log\left(1 + \frac{Q_0}{\beta V}\right).$$

На рис. 17 приведена теоретическая кривая, описываемая этим уравнением: Q, равное нулю одновременно с V, по мере возраста-

ния V стремится к Q_0 и достигает его только при V, равном бесконечности. Если в серии полученных экспериментальным путем значений выбрать две пары значений Q и V и по ним рассчитать Q_0 и β, то для других пар получается вполне удовлетворительное совпадение между значениями, найденными опытным путем и выведенными из формулы.

Приведем данные одной серии опытов.

$Q_0 = 52{,}5$

V, *в*	Q	
	наблюденное	вычисленное
2	10,0	10,3
4	16,0	15,9
10	25,3	15,9
20	33,0	33,0
40	40,3	40,0
60	43,3	40,0
100	45,9	46,4
140	47,8	48,0
180	48,8	48,9

52. Определение ε. Наибольшее теоретическое значение имеет методика, позволяющая использовать формулу (3) для вычисления ε. Несмотря на то, что Q может сильно приблизиться к освобожденному количеству Q_0, достигнуть этой величины непосредственно на опыте невозможно, ибо для того, чтобы его собрать, необходимо бесконечно большое поле. Чтобы исключить ее, достаточно измерить количества Q и Q', собранные в двух различных полях, соответствующих поверхностным плотностям σ и $\sigma' > \sigma$.

Будем иметь

$$\left.\begin{aligned} \frac{\varepsilon Q}{\sigma} &= L\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right), \\ \frac{\varepsilon Q'}{\sigma'} &= L\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma'}\right) \end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

Относительные же значения количеств Q, Q' и σ, σ' можно получить непосредственно из опыта. Q и Q' пропорциональны количествам электричества, собранным на AB после разряда в трубке Крукса, σ и σ' — пропорциональны количествам электричества, наведенным на пластинку AB в момент создания соответствующих полей. Эти количества можно последовательно измерить с помощью одного и того же электрометра, а так как для измерения ε нужно *только отношение этих величин*, то и не требуется никаких абсолютных измерений.

Положим, что

$$x = \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}, \qquad y = \frac{Q}{Q_0};$$

ε получится путем решения уравнений

$$\left.\begin{aligned} y &= \frac{1}{x} L(1 + x), \\ y\frac{Q'}{Q} &= \frac{\sigma'}{x\sigma}\left(1 + \frac{x\sigma}{\sigma'}\right), \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

в которых фигурируют только отношения $\frac{Q'}{Q}$ и $\frac{\sigma'}{\sigma}$. Поскольку, далее, x и y известны, можно найти ε из

$$\varepsilon = xy\frac{\sigma}{Q}. \qquad (6)$$

53. Ход вычисления. Я всегда решал систему уравнений (5) следующим графическим приемом.

Построим кривую, нанося на абсциссу $\log x$ и на ординату — $\log y$, где y определяется соотношением

$$y = \frac{1}{x} L(1 + x).$$

Точки, соответствующие x и $\frac{x\sigma}{\sigma'}$, имеют абсциссы, *разность* которых является известной величиной

$$\log x - \log\frac{x\sigma}{\sigma'} = \log\frac{\sigma'}{\sigma}.$$

Соответствующими ординатами являются $\log y$ и $\log y \frac{Q'}{Q}$, разность которых тоже известная величина

$$\log y \frac{Q'}{Q} - \log y = \log \frac{Q}{Q'}.$$

Следовательно, чтобы определить x и y, достаточно найти на кривой (рис. 18) две точки M и M', абсциссы и ординаты которых отличаются, соответственно, от известных величин $\log \frac{\sigma'}{\sigma}$ *и* $\log \frac{Q'}{Q}$.

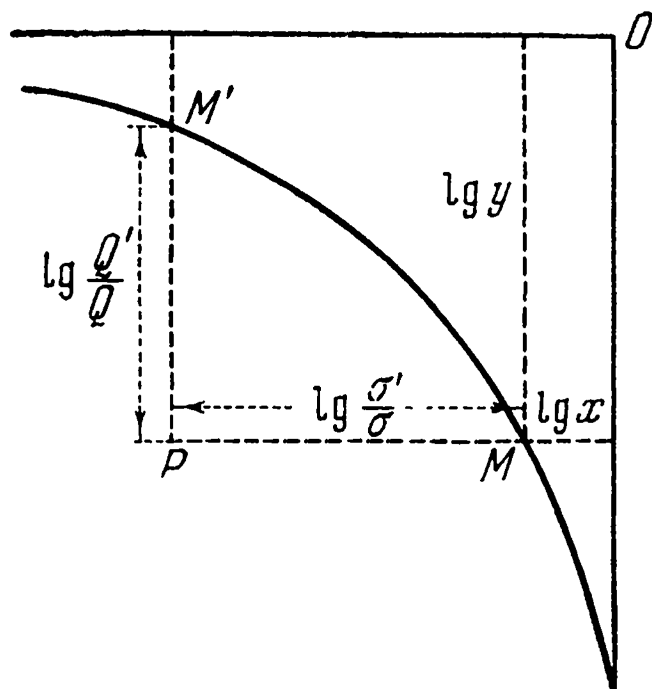


Рис. 18

Эти точки нетрудно найти, поступательно перемещая поверх кривой прозрачную бумагу, на которой нанесены две точки M и M', удовлетворяющие указанному выше условию. Возможно только одно единственное положение этой бумаги, при котором обе точки M и M' одновременно совпадают с двумя точками кривой. Абсцисса и ордината M равны $\log x$ и $\log y$ и, согласно (6), имеем

$$\log \varepsilon = \log x + \log y + \operatorname{colog} \frac{Q}{\sigma}.$$

Примерный расчет. В сухом воздухе при атмосферном давлении были получены экспериментальные значения

$$Q = 19{,}70,\ \sigma = 93{,}7,\ \frac{Q'}{Q} = 1{,}0195,\ \frac{\sigma'}{\sigma} = 3,$$

$$\log \frac{Q'}{Q} = 0{,}00839,\ \log \frac{\sigma'}{\sigma} = 0{,}4771.$$

По этим данным определение x и y путем передвижения транспа-

ранта дает

$$\left.\begin{aligned} \log x &= \bar{2},7625 \\ \log y &= \bar{1},9879 \\ \operatorname{colog} Q &= \bar{2},7055 \\ \log \sigma &= \underline{1,9717} \\ \log \varepsilon &= \bar{1},4276 \end{aligned}\right\} \varepsilon = 0,267$$

54. Проведение опытов. Чтобы исключить всякую неточность, связанную с колебаниями интенсивности радиации, я попытался определить Q и Q', пользуясь только лучами, происходящими от одного и того же разряда индуктора через круксову трубку. Мне удалось добиться этого, сильно повысив чувствительность электрометрических измерений и измеряя одновременно количества Q и Q', собранные на двух пластинках AB и $A'B'$ (рис. 19), принадлежащих двум идентичным приборам $ABCD$ и $A'B'C'D'$, расположенным так, чтобы лучи, испускаемые трубкой Крукса, всегда производили в них одинаковую ионизацию.

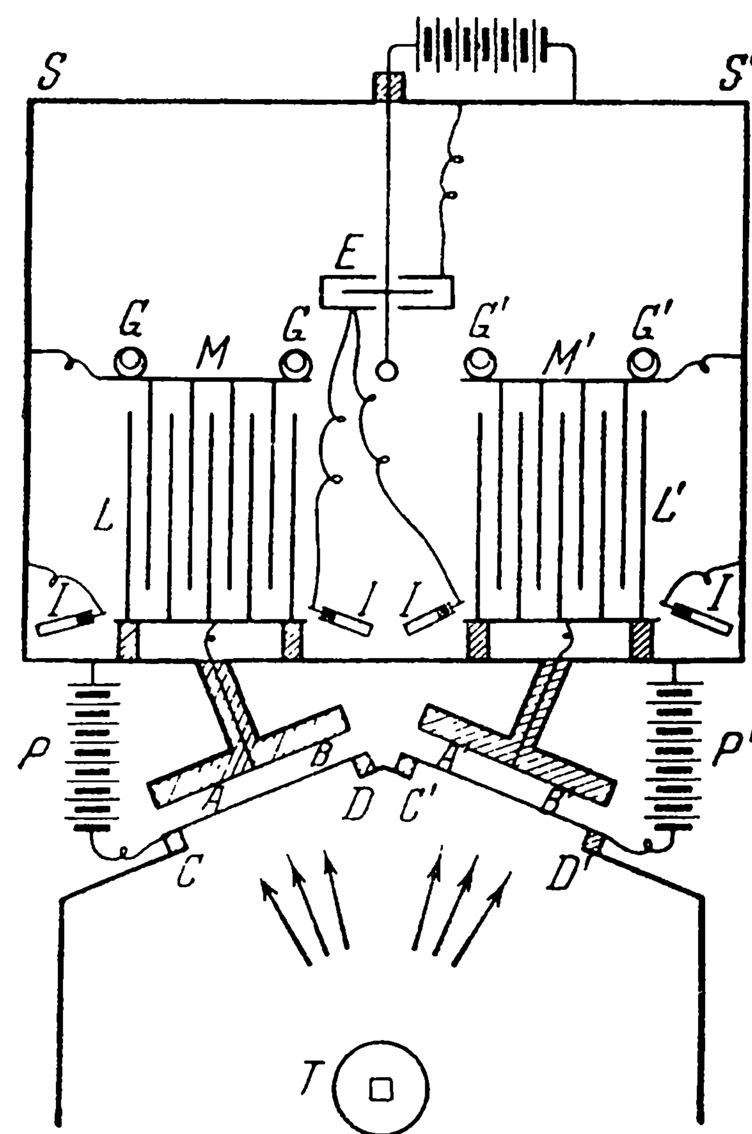


Рис. 19

Из уравнений (4), служащих для вычисления ε, легко видеть что относительная ошибка в ε практически равна относительной ошибке в $Q' - Q$, поэтому я предпочел *определять непосредственно* эту разность и один из двух членов Q, вместо того, чтобы отдельно измерять Q и Q'.

Как мы уже видели выше, ошибка, которую влечет за собой изменение поля, делается достаточно малой, только если Q_0/σ меньше

или равно $\frac{4}{1}$; разложение Q в ряд по степеням Q_0/σ имеет вид.

$$Q = \frac{\sigma}{\varepsilon} \log\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right) = Q_0\left[1 - \frac{\varepsilon Q_0}{2\sigma} + \cdots\right];$$

отсюда следует, что разность $Q_0 - Q$ и, *тем более*, $Q' - Q$, составляет лишь некоторую дробную часть от $Q_{0/\sigma}$. *не превышающую* $\varepsilon Q_0/2\sigma$, т. е. равную примерно одной десятой, поскольку ε всегда меньше единицы.

Вследствие этой малости $Q' - Q$ мне пришлось пользоваться различными чувствительностями при измерении Q и $Q' - Q$ одним и тем же электрометром: приступая к измерению $Q' - Q$ после измерения Q, приходилось уменьшать емкость присоединенных к электрометру проводников.

Для этого пластинки AB и $A'B'$ присоединялись к двум *конденсаторам переменной емкости* LM и $L'M'$.

Каждый из этих конденсаторов состоит из системы тщательно изолированных параллельных пластин L, в которую может входить, не соприкасаясь с нею, аналогичная система M, соединенная с общим металлическим кожухом S и с помощью салазок GG могущая двигаться в плоскости, перпендикулярной к плоскости чертежа. Когда обе системы пластин входят одна в другую (я буду тогда говорить, что конденсатор *закрыт*), емкость L очень велика; напротив, емкость эта делается значительно меньшей, когда обе системы удалены друг от друга, тогда конденсатор *открыт*.

С помощью соответствующего тягового механизма можно осуществлять перемещение M и M' снаружи кожуха S.

Рычаги I, тоже управляемые снаружи, позволяют осуществлять следующие соединения:

1°. Оба конденсатора закрыты, рычаги, присоединяющие L и L'' к кожуху, подняты. L соединен с электрометром, L' изолирован. Через трубку Крукса пропускают разряд. На AB собирается Q (если поверхность считать равной единице), и это количество измеряется по показанию электрометра. В то же время количество противоположного знака $-Q$ собирается на $A'B'$ и остается на L'.

2°. L' присоединяют к электрометру. Система LEL' несет $Q'-Q$: конденсаторы открывают, чтобы увеличить потенциал системы, а следовательно, и чувствительность электрометра. Новое показание электрометра дает $Q'-Q$, если отношение чувствительностей при измерениях Q и $Q'-Q$ предварительно было определено раз и навсегда.

Употребление больших начальных емкостей, т. е. закрывание конденсаторов в момент пропускания радиации, имеет и другие преимущества: прежде всего, появление зарядов Q и Q' на собирающих их пластинках практически не вызывает изменения потенциала этих последних, а следовательно, мало изменяет и среднее поле, в котором происходит перемещение ионов. Более того, поскольку потенциал системы L', воспринявшей количество Q', очень мало отличается от потенциала кожуха (в моих опытах разность этих потенциалов была меньше одной десятой вольта), потери из-за дефектов изоляции за время, протекающее от момента прохождения радиации до присоединения L к электрометру, чрезвычайно малы. Впрочем, как мы увидим в дальнейшем, я старался как можно сильнее сократить этот промежуток времени, снимая показания электрометра не по постоянным отклонениям, а по его смещениям.

3°. Для измерения σ возвращаются к первоначальному расположению, когда L закрыт и когда только он один соединен с электрометром; поле в $ABCD$ убирают, непосредственно соединяя CD с кожухом S. Количество σ, наведенное полем на пластинку AB, распределяется по системе L, и показание электрометра будет пропорционально σ; σ' измеряют аналогичным образом.

55. Получение рентгеновых лучей. Хотя я старался, по возможности, пользоваться для каждого измерения ε лишь одним разрядом через трубку Крукса, все же, чтобы проварьировать в достаточно широких пределах интенсивность ионизации, мне приходилось в ряде случаев оперировать со столь малыми количествами Q_0, что сколько-нибудь точные измерения не могли быть сделаны при одном единственном разряде: приходилось пропускать несколько разрядов, разделенных достаточно большими промежут-

ками времени, чтобы ионы, образованные при одном разряде, были полностью собраны до прохождения следующего.

Ионизации, производимые отдельными разрядами, должны быть по возможности более идентичными. С другой стороны, мы увидим ниже, в связи с измерением подвижностей, что и там тоже необходимо относительное постоянство радиации, испускаемой трубкой Крукса, по крайней мере для некоторой части опытов.

Это условие легче осуществить с *мягкой* трубкой, испускающей мало проникающие лучи, чем с *жесткой* трубкой. Самым верным способом достигнуть этого, как мне представлялось, было *полное подавление искры* в прерывателе, выключающем ток через первичную обмотку индуктора. Образование дуги в момент прерывания создает чрезвычайно непостоянные условия для возникновения индукции во вторичной обмотке, и, в то же время, сильно снижает интенсивность создаваемой радиации. Я вынужден был отказаться от ртутных прерывателей, в которых всегда проскакивает дуга, и которые только при очень быстро следующих друг за другом разрядах еще дают более или менее постоянную среднюю интенсивность радиации, претерпевающую, однако, очень значительные колебания от одного отдельного разряда к другому.

Я добился желаемого результата, по возможности более резко разрывая контакт между двумя кусками платины, включив в цепь значительную емкость. Индуктор типа Карпантье (большая модель) питался максимальным первичным током 1,5 *а*; поэтому приходилось пользоваться емкостью около 5 *мкф*, составленной из промышленных конденсаторов с пропарафинированной бумагой, которые мне любезно предоставил Бушеро.

Чтобы достигнуть очень быстрого разделения соприкасающихся поверхностей, я, после ряда проб, остановился на прерывателе следующего устройства (рис. 20). К очень жесткому латунному рычагу, согнутому в A и вращающемуся вокруг оси O, в точке D припаян кусок платины. Второй кусок платины E, с помощью пружины R, изолированной от E эбонитом, поддерживается в контакте с D.

Если деревянным молоточком ударить по A, система приобретает

большую скорость и, в момент удара B об упор C, пружина R изогнется вследствие скорости, приобретенной E; это и есть скорость, с которой происходит разъединение обоих кусков платины; при употреблявшихся мною токах через первичную обмотку, которые я мог регулировать соответствующим образом для варьирования интенсивности испускаемой радиации, в момент прерывания не появлялось никакой искры.

Колебания интенсивности двух последовательных разрядов оказываются при этом значительно сглаженными, но все же не полностью устраненными: остающиеся колебания исходят, по-видимому, из самой трубки Крукса, в которой, в частности, электризация стенок должна изменяться от одного разряда к следующему; эти колебания, как я уже сказал, имеют тем большее значение, чем жестче трубка.

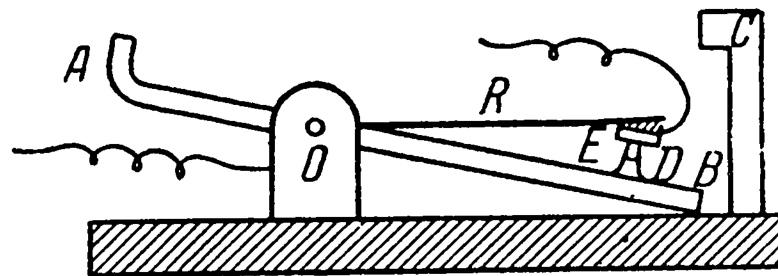


Рис. 20

Как индуктор, так и трубка Крукса были заключены в полностью закрытый ящик, выложенный толстым слоем свинца и соединенный с металлическим кожухом S и с окружающей газовой проводкой.

Рентгеновы лучи, проходившие через два круглых отверстия в верхней части, должны были производить ионизацию в обоих приборах $ABCD$ и $A'B'C'D'$ (рис. 19), расположенных нормально относительно лучей, выходящих из трубки Круса. Эта трубка укреплялась на жесткой подставке, снабженной винтом, позволяющим регулировать положение трубки так, чтобы производимая ионизация была идентичной в обоих аппаратах.

56. Ионизационные аппараты. Эти аппараты делались достаточно прочными, чтобы выдерживать, не пропуская газа, давления от 0 до 4 *атм*. Они были вполне идентичными. Один из них изображен на рис. 21. Он состоит из латунной цилиндрической коробки LL, внешний диаметр которой 20 *см*, высота 6 *см* и толщина стенок 3 *мм*. Циркуляция газа осуществляется через два патрубка, припаянных к свинцовым трубкам. Коробка закрывается

алюминиевой пластинкой E толщиною в 3 *мм*; уплотняющей прокладкой служит резиновое кольцо. Четырнадцать винтов V дают возможность с помощью латунного зажимного кольца достаточно плотно

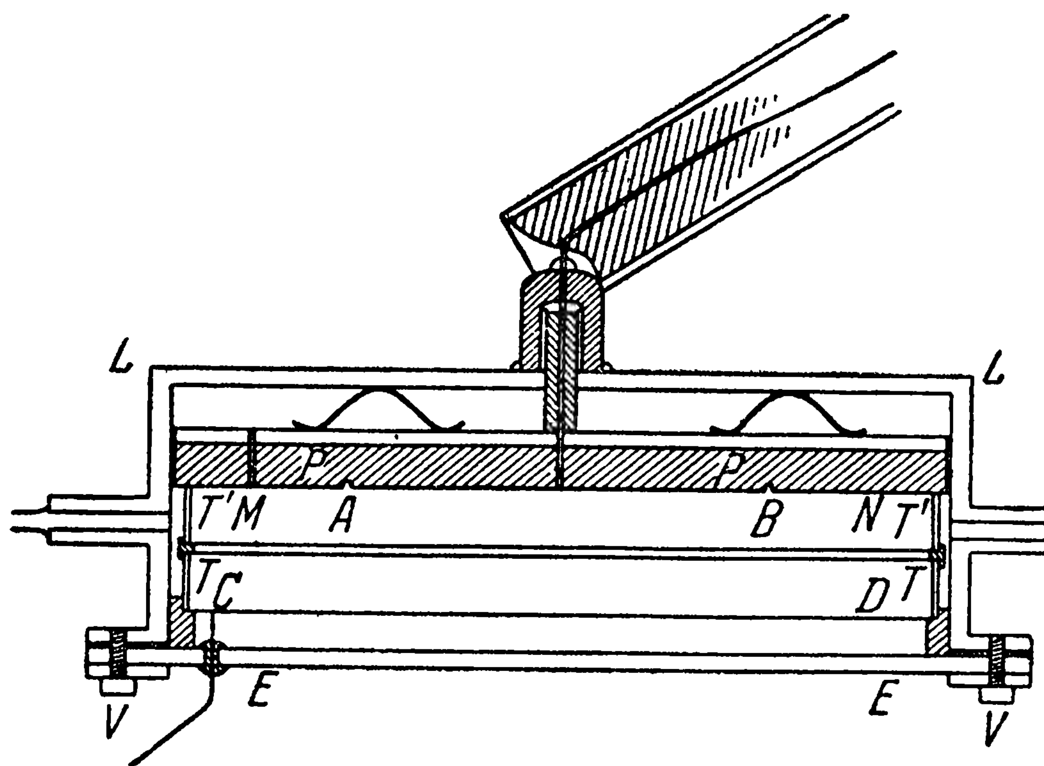


Рис. 21

завинчивать прибор. Этот метод крепления дает вполне удовлетворительную непроницаемость, особенно если смазать места соединений небольшим количеством шеллакового лака, нанося его на теплый, хорошо обезжиренный металл. Преимуществом этой конструкции является возможность при желании быстро демонтировать аппарат для изменения его внутреннего устройства.

Чтобы деформации пластинки E, происходящие от изменения внутреннего давления, не влияли на результаты, я не пользовался ею в качестве плоскости, ограничивающей прослойку газа, подвергающуюся ионизации. Выше находится вторая алюминиевая пластинка CD, изолированная эбонитовым кольцом, очень тонкая и хорошо выровненная, которой с помощью провода, проходящего через E, можно сообщить любой потенциал. Маленькие отверстия, проделанные в CD, обеспечивают циркуляцию газа в те моменты, когда происходят изменения давления; эти изменения всегда производятся достаточно медленно, чтобы не вызвать деформации пластинки CD. На этой пластинке покоится находящаяся с ней в элек-

трическом контакте первая латунная трубка T, отделенная маленьким эбонитовым кольцом от второй идентичной трубки T', на которой лежит охранное кольцо MN. Это кольцо, как и пластинка AB, укрепляется на эбонитовой пластинке толщиною в 12 *мм*, покрытой с другой стороны толстой свинцовой пластинкой, находящейся с помощью латунных рессор в металлическом контакте с охранным кольцом и со стенками коробки LL. В этой свинцовой пластинке имеется центральное отверстие, куда через эбонитовый цилиндр проходит проводящий стержень, присоединенный к AB и выходящий из L через эбонитовую трубку, тщательно прикрепленную к L замазкой. Продолжением этого стержня служит проволока, проходящая через парафиновый цилиндр, окруженный толстой свинцовой трубкой, во внутрь кожуха S (рис. 19). Эти предосторожности были приняты для того, чтобы в момент разряда на AB и на присоединенную к AB проволоку не могли попасть никакие другие ионы, кроме тех, которые образуются между AB и CD.

Коробка L, а следовательно, и охранное кольцо и трубка находятся в постоянном соединении с металлическим кожухом. До прохождения радиации AB поддерживается при том же потенциале. На CD подается другой потенциал V и, в силу симметрии, плоскость, проходящая между трубками T и T', представляет собой эквипотенциальную поверхность $V/2$. Такое устройство увеличивает однородность поля: ширина охранного кольца всегда бывает вдвое больше расстояния между AB и CD, а мои расчеты показали, что в этих условиях гораздо меньшая ширина обеспечивала полную однородность поля на всем протяжении AB.

Подбирая соответствующим образом T и T', я мог работать с четырьмя различными толщинами газовой прослойки $ABCD$, равными примерно 1, 2, 3 и 4 *см*. Эта толщина не входит в формулу, дающую значение ε: достаточно, чтобы она была однородной. Употреблялись различные эбонитовые диски P, в зависимости от того, были ли пластинка AB и ее охранное кольцо алюминиевыми или свинцовыми. Во всех случаях оба ионизационные аппарата делались абсолютно идентичными.

Оба эти аппарата, укрепленные на одной и той же подставке, установленной на ящике, содержащем трубку Крукса, сообщаются между собой через один из их патрубков, так что газы, заключенные в этих аппаратах, всегда находятся в идентичных условиях. Один из крайних патрубков сообщается через ватный тампон, служащий

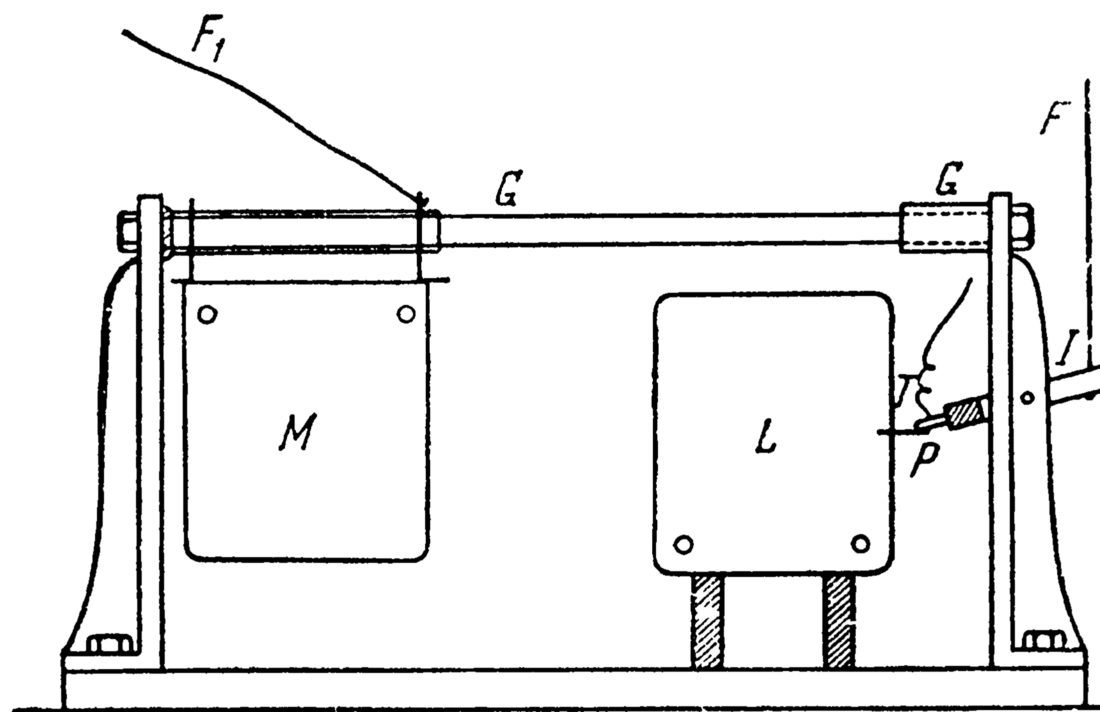


Рис. 22

для *полного улавливания пыли*, с сушилками, наполненными P_2O_5 и пемзой, пропитанной серной кислотой, и, далее, с резервуаром газа или сжатого воздуха. Другой крайний патрубок, опять-таки через ватный тампон и сушилки, присоединяют к водяному насосу и к манометру с открытым коленом, позволяющему регистрировать давления от 0 до 4 *атм*. Краны, расположенные в соответствующих местах, позволяют производить операции, связанные с заполнением аппаратов, и с последующим отключением аппаратов и манометра.

57. Конденсаторы переменной емкости. Осуществление таких конденсаторов, теоретически очень простое, оказалось достаточно трудным и потребовало многочисленных опытов. Конструкция, на которой я остановился, изображена на рис. 22.

Неподвижная система *L*, расположенная на трех стержнях из прекрасно изолирующего пропарафиненного эбонита, состоит из

тринадцати пластин из никелированной латуни, высотою в 15 *см*, шириною в 12 *см* и толщиною в 0,15 *см*, нижние части которых укреплены на двух стержнях; все пластины разделены клиньями из никелированной латуни толщиною в 0,8 *см*; края их тщательно закруглены.

Подставка целиком покрыта никелированным цинком. На платформу P, припаянную к крайним пластинкам, могут опираться три небольших стержня, тоже никелированных, изолированных эбонитовыми пробками от несущих их рычагов I. Стержень T_1 сообщается с металлическим кожухом S, T_2— с электрометром, а T_3— с пластиной AB. Привод F позволяет на расстоянии осуществлять необходимые соединения между L и стержнями T. Удаление T должно производиться так, чтобы избежать возможной электризации изолированной системы от трения металлов в момент их разобщения. Намеренно увеличивая это трение, я наблюдал значительные отклонения электрометра.

Система M, аналогичная L, содержит только двенадцать пластин и поддерживается двумя трубками, скользящими с малым трением по стержню G. Движение M лимитируется упором так, чтобы положение M относительно L было полностью зафиксировано, когда конденсатор закрыт.

Привод F_1, проходящий через отверстие в металлическом кожухе S, позволяет осуществлять снаружи открывание конденсатора. Резиновые кольца K амортизируют удар M о подставку. Закрывание производится вручную в интервале между двумя измерениями. Разобщение следует производить достаточно медленно: слишком быстрое движение вызывает нарушения, по-видимому, происходящие от небольшой электризации L при быстром трении о воздух.

Несмотря на то, что пластины в L и M сделаны из одного и того же металла и что их никелировали в одной и той же ванне, все же между системами L и M существует разность потенциалов, среднее значение которой порядка нескольких тысячных вольта. Поэтому в момент открывания получается изменение потенциала L, вызванное изменением емкости этой системы и, вследствие этого, происходит

отклонение электрометра, без того, чтобы L был сообщен какой-нибудь заряд. Чтобы сделать это отклонение постоянным, необходимо соблюсти ряд предосторожностей, так как, вообще говоря, небольшая разность потенциалов, всегда существующая между L и M, не является постоянной. Кроме медленного изменения, совершенно не ощутимого в течение одного опыта, эта разность потенциалов претерпевает вполне отчетливые колебания в моменты открывания или закрывания конденсатора: сближение двух систем пластин вызывает изменение их контактной разности потенциалов, причем это изменение немедленно исчезает после открытия конденсатора, и даже быстрее, чем оно произошло; большей частью эти изменения остаются в пределах 1/1000 *в*. Пелла указывает, что эффекты такого рода, но значительно более интенсивные, наблюдаются, если расположить на близком расстоянии две пластинки из различных металлов. Мне удалось устранить это явление, закрывая конденсатор только на очень короткое время перед измерениями.

В более поздних опытах, которые будут описаны в другом месте, мне удалось избежать употребления конденсаторов с переменной емкостью и тем самым исключить все эти осложнения. При этом были получены те же самые результаты.

При сообщении системе LE определенного количества электричества, чувствительность электрометра примерно в десять раз больше, когда конденсатор открыт, чем когда он закрыт. Если, как при измерении $Q' - Q$, перед открыванием конденсаторов присоединить L' к системе LE, чувствительность увеличивается примерно в шесть раз при переходе от системы LE с закрытыми конденсаторами к системе LEL' с открытыми. Еще большего увеличения можно было бы добиться путем большего сближения пластин L и M, но при этом возмущения в момент открывания сделались бы более значительными.

При данной чувствительности электрометра наличие начальной разности потенциалов в $^1/_{1000}$ *в* между закрытыми L и M сказывалась в отклонении электрометра на 15 делений в момент открывания конденсатора.

58. Электрометр. Я постоянно пользовался электрометром Кюри с магнитным демпфированием, стрелка которого подвешена на серебряной крученой нити, диаметром в $^1/_{50}$ *мм* и длиною в 50 *см*, служащей в то же время и для сообщения стрелке заряда; одна из пар квадрантов постоянно соединена с кожухом, а другая — с проводниками, собирающими количества электричества, подлежащие измерению.

Потенциал V_3 заряда стрелки был большей частью 90 *в*; при этих условиях разность потенциалов в 1 *в* между двумя парами квадрантов давала бы отклонение в 1500 делений на шкале, помещенной на расстоянии 3 *м*. Эта чувствительность могла бы быть сильно увеличена, если бы дело шло об измерении разностей потенциала. Здесь же речь идет об измерении количеств электричества, и, когда задан внешний проводник, соединенный с электрометром, отклонение электрометра при одном и том же количестве электричества проходит через максимум при некотором определенном потенциале заряда стрелки. Этот максимум достигается тогда, когда емкость C_1 проводника, несущего количество, подлежащее измерению, *равна увеличению емкости, вызываемому отклонением заряженной стрелки.* Потенциал заряда в 90 *в* и является потенциалом, соответствующим этому максимуму чувствительности, когда электрометр присоединен к открытым конденсаторам L и L'. Действительно, наибольшая чувствительность нужна при измерении $Q' - Q$, и при этом измерении одно деление шкалы соответствует примерно 10^{-13} кулона, или $3 \cdot 10^{-4}$ электростатических единиц.

Длительность двойного колебания стрелки, вообще говоря варьирующая с емкостью C_1 и потенциалом заряда стрелки V_3, достаточно велика (около 15 *сек*), чтобы можно было измерить последовательные отклонения. Я убедился в том, что благодаря магнитному демпфированию эти отклонения уменьшаются точно в геометрической прогрессии с декрементом, который, так же как и период, изменяется с емкостью C_1 и потенциалом V_3.

Приводимые ниже в качестве примера ряды отклонений позволяют проверить точность закона затухания и определить отношения

m и m' двух последовательных отклонений, по обе стороны от положения равновесия для двух случаев: когда электрометр соединен с закрытым конденсатором L (измерение Q) и когда он соединен с обоими открытыми конденсаторами L и L' (измерение $Q' - Q$).

Электрометр присоединен к закрытому L

Измерение Q

Последовательные отклонения	Отношения	
+191,7		
−81,2	0,428	
+34,8	0,428	$m = 0{,}428$
−14,9	0,429	
+6,4	0,429	

Электрометр присоединен к открытым L и L'

Измерение $Q' - Q$

Последовательные отклонения	Отношения	
+165,0		
−81,2	0,492	
+39,8	0,490	$m' = 0{,}492$
−19,7	0,495	
+9,7	0,492	

Следовательно, наблюдается увеличение отношения m, т. е. уменьшение декремента колебаний, по мере уменьшения C_1. Легко показать, что этот результат, так же как и существование максимума чувствительности, указанного выше, можно предсказать на основании теории квадрантного электрометра.

Если V_3 — потенциал стрелки, V_1 — потенциал пары изолированных квадрантов и присоединенного к ней проводника L, и если при этом другая пара квадрантов, соединенная с кожухом, находится при нулевом потенциале, то электростатическая энергия W электрометра и конденсатора L задается выражением

$$2W = \alpha V_1^2 + 2\beta V_1 V_3 + \gamma V_3^2.$$

Коэффициенты α, β могут зависеть от положения стрелки, т. е. от угла θ отклонения ее от положения равновесия. γ от положения стрелки не зависит, ибо, если V_1 равно нулю, то все четыре квадранта находятся при одинаковом потенциале и емкость γ стрелки не зависит от ее положения.

С другой стороны, заряд Q_1 системы, находящейся при потенциале V_1, равен

$$Q_1 = \frac{\partial W}{\partial V_1} = \alpha V_1 + \beta V_3.$$

Если V_1 задано, то в первом приближении этот заряд зависит от θ, ибо часть стрелки, близлежащая к изолированной паре квадрантов, индуцирует на их внутренней поверхности заряд, пропорциональный $V_1 - V_3$ и ее поверхности, изменяющейся с θ. Этот наведенный заряд делается равным нулю, когда V_1 равно V_3, так что $\alpha + \beta$ не должно зависеть от θ. Следовательно, сохраняя только члены, содержащие первые степени малого угла θ, имеем

$$\alpha = C_1 + k\theta, \qquad \beta = b - k\theta.$$

Так как V_3 всегда очень велико по сравнению с V_1, то будем иметь просто

$$2W = C_1 V_1^2 + 2(b - k\theta) V_1 V_3 + \gamma V_3^2,$$

$$Q_1 = C_1 V_1 + (b - k\theta) V_3.$$

Когда V_1 равно нулю, заряд Q_1 принимает значение bV_3. Если изолированной системе будет сообщено новое количество Q, то ее потенциал V_1 определится зависимостью

$$Q = C_1 V_1 - k\theta V_3. \tag{1}$$

Если K — коэффицент кручения нити подвеса, то условие равновесия стрелки будет

$$K\theta = \frac{\partial W}{\partial \theta} = -kV_1 V_3,$$

откуда

$$Q = \left(C_1 + \frac{k^2}{K} V_3^2\right) V_1.$$

Следовательно, кажущаяся емкость системы увеличивается на $\frac{k^2}{K} V_3^2$ из-за отклонения стрелки, сопровождающего всякое изменение потенциала V_1. Если заданы Q и C_1, то для θ получим значение:

$$\theta = -\frac{k}{K} V_1 V_3 = -\frac{kQ}{K} \cdot \frac{V_3}{C_1 + \frac{k^2}{K} V_3^2} = -\frac{kV_3 Q}{KC_1 + k^2 V_3^2}. \tag{2}$$

Абсолютное значение θ достигает максимума при

$$C_1 = \frac{k^2}{K} V_3^2,$$

т. е. при таком значении V_3, при котором приращение емкости из-за смещения стрелки равно начальной емкости C_1.

Постараемся теперь, для изучения изменений декремента, вывести уравнение, дающее закон колебаний: пусть I — моменг инерции стрелки, μ — коэффициент магнитной амортизации

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} + \mu \frac{d\theta}{dt} + K\theta + kV_1V_3 = 0.$$

Изолированная система несет постоянный заряд Q, соответствующий постоянному отклонению θ_0, определенному уравнением (2):

$$(KC_1 + k^2V_3^2)\,\theta_0 + kV_3Q = 0.$$

Для другого положения стрелки, соответствующего другому θ, потенциал V_1 изолированной системы дается соотношением (1):

$$C_1V_1 = Q + k\theta V_3,$$

и, если положить

$$\delta = \theta - \theta_0,$$

то колебания *около положения равновесия* определяются уравнением

$$I \frac{d^2\delta}{dt^2} + \mu \frac{d\delta}{dt} + \left(K + \frac{k^2V_3^2}{C_1}\right)\delta = 0.$$

К коэффициенту кручения K здесь добавляется член, имеющий электрическое происхождение, $k^2V_3^2/C_1$, значение которого тем больше, чем меньше C_1. Влияние этого члена сказывается в уменьшении периода колебаний, а также и их декремента.

Регулярность отклонений позволяет вывести положение равновесия путем регистрации двух последовательных отклонений. Если

ε, ε' — эти отклонения, m — отношение, определенное выше, то постоянное отклонение θ_0, соответствующее положению равновесия, дается соотношением

$$\theta_0 - \varepsilon' = m(\varepsilon - \theta_0);$$

$$\theta_0 = \frac{\varepsilon' + m\varepsilon}{1 + m}.$$

Таким образом, можно сильно ускорить измерения и уменьшить ошибки, происходящие от несовершенства изоляции и от атмосферных возмущений, часто имеющих место, когда электрометрические измерения достигают большой чувствительности.

Все изолирующие подставки были сделаны из эбонита, тщательно отмытого в абсолютном алкоголе и пропарафиненного путем быстрого погружения в парафин при температуре около 80°. Кроме того, воздух вокруг аппаратов всегда поддерживался очень сухим: зал, в котором они помещались, находился в подвальном помещении Сорбонны; электрометр и шкала покоились на каменных постаментах. Стены зала были целиком зацементированы, а находящийся внутри кожуха S (рис. 19) большой кристаллизатор с серной кислотой обеспечивал крайнюю сухость воздуха. Температура там очень постоянная и всегда близка к 17°. В этих условиях изоляция всегда прекрасно сохранялась.

Чтобы по возможности исключить всякие возмущения из-за внешних причин, я поместил электрометр и конденсаторы переменной емкости в металлический кожух S, сделанный из листовой жести и сообщающийся с ящиком, обитым свинцом, и с окружающими трубопроводами. В кожухе были оставлены отверстия для прохождения световых лучей, приходящих от освещенной шкалы и идущих от зеркальца электрометра к снабженному сеткой объективу зрительной трубы, а также отверстия для наполненных парафином свинцовых труб, внутри которых проходили провода от AB и от $A'B'$, и, наконец, для проводов, служащих для управления снаружи подвижными системами M и M' и контактными рычагами I.

Ход эксперимента

59. Соотношение чувствительностей. После каждого видоизменения ионизационных аппаратов необходимо заново определить отношение r (впрочем, очень мало изменяющееся) чувствительностей при измерении Q и $Q'-Q$. Для этого следует рассмотреть отклонения, вызываемые одним и тем же количеством электричества, когда электрометр связан сначала с закрытым L (измерение Q), а потом с открытыми L и L' (измерение $Q-Q'$).

Чтобы сообщить системе, связанной с электрометром, определенное количество электричества, достаточно подать на пластину CD, вначале соединенную с кожухом, определенный потенциал с помощью батареи аккумуляторов; при этом в AB возникает определенное количество индуцированного электричества. Отношение чувствительностей задается отношением двух отклонений электрометра.

Вот, например, ряд измерений для одного такого определения:

При закрытом L $m=0,419$		**При открытых L и L'** $m'=0,463$		
Первое отклонение	Постоянное отклонение	Первое отклонение	Постоянное отклонение	
ε	δ	ε'	δ'	$r=\frac{\delta}{\delta'}$
64,0	45,1	281,0	192,1	0,2347
127,5	90,0	»	2·192,1	0,2343
191,3	134,7	»	3·192,1	0,2340
319,1	224,7	»	5·192,1	0,2341

60. Установка равновесия. Прежде всего надо отрегулировать положение трубки Крукса по отношению к аппаратам AB и $A'B'$ так, чтобы каждый разряд освобождал одинаковые количества Q_0 в том и в другом аппарате. Это будет иметь место, если AB и $A'B'$, будучи одинаковыми, соберут равные количества в одинаковых полях. Если поля будут иметь противоположные направления, заряды, собранные в AB и $A'B'$, будут равны, но противоположных знаков, и совокупность обоих аппаратов соберет суммарный заряд, равный нулю: электрометр, присоединенный к AB и

$A'B'$ через посредство открытых L и L' (большая чувствительность), должен оставаться в равновесии, независимо от числа пропущенных разрядов. Выполнения этого условия можно добиться, перемещая с помощью винта подставку трубки Крукса. Равновесие достигается с большой четкостью и хорошо сохраняется при колебаниях интенсивности разряда.

Чтобы из равенства освобожденных количеств можно было сделать заключение о равенстве количеств, собранных в одинаковых полях противоположных знаков, надо, чтобы собранное количество Q зависело только от абсолютной величины поля, а не от его направления. В том, что именно это и имеет место, можно убедиться, изменяя, после установления равновесия, знаки полей AB и $A'B'$ и констатируя, что при этом равновесие не нарушится. Если бы направление поля играло какую-нибудь роль, то равновесие нарушилось бы и мы наблюдали бы разность значений Q, равную удвоенному значению вызванного переменой знака поля изменения Q. Именно такого изменения можно было ожидать в случае, когда пластинки AB и $A'B'$ были свинцовые.

Действительно, в этом случае ионизация могла бы происходить не только благодаря рентгеновым лучам и вторичным лучам, вызванным ими из AB и имеющим ту же природу: П. Кюри и Саньяк показали, что свинцовая пластинка при падении на нее рентгеновых лучей испускает отрицательные заряды, катодные корпускулы, которые, попадая в газ, могут, как мы знаем, ионизировать его, если только скорость их достаточно велика; при этом результаты должны получиться различные в зависимости от того, помогает ли поле движению этих корпускул или, наоборот, задерживает их. Однако опыт показал, что если такого рода эффект и существует, то в случае рентгеновых лучей он полностью находится за пределами чувствительности опыта.

Иначе обстоит дело при ионизации лучами радия; в этом случае мы имеем постоянный источник, позволяющий производить еще более надежные измерения, чем те, которые были сделаны с рентгеновыми лучами. Помещая в обитый свинцом ящик вместо трубки Крукса

тонкостенную стеклянную трубку с хлористым радием, предоставленную в мое распоряжение П. Кюри, я подбирал такое положение этой трубки, при котором токи, появляющиеся в обоих ионизационных аппаратах, в которых существуют одинаковые и противоположно направленные поля, в точности компенсировали друг друга. При перемене знаков этих полей компенсация нарушается, причем ток в каждом из аппаратов изменяется по крайней мере на 10%: причиной, по-видимому, является вторичная катодная эмиссия свинцовых пластинок, вызываемая ударом очень быстрых первичных катодных частиц, из которых состоят отклоняемые лучи (аналогичная отражению катодных лучей в трубке Крукса).

Эта вторичная катодная эмиссия должна производить более интенсивную ионизацию в тех случаях, когда поле стремится увеличить ее скорость, чем когда поле стремится ее уменьшить. Это и является причиной изменения интенсивности ионизации при изменении направления поля.

В согласии с таким истолкованием явление это оказалось значительно менее ясно выраженным при алюминиевых пластинках AB, $A'B'$. Я предполагаю более полно изучить этот эффект.

61. Ход эксперимента. После достижения равновесия в $ABCD$ создают с помощью батареи с электродвижущей силой V поле $H=4\pi\sigma$, а в $A'B'C'D'$ — поле $H'=4\pi\sigma'$ обратного направления и как можно более сильное, для того чтобы Q' приблизилась к Q_0.

Электрометр присоединяют только к L, закрыв конденсаторы, изолируют L и L', первоначально присоединенные к кожуху, и при помощи прерывателя пропускают разряд через трубку Крукса; если интенсивность радиации очень мала, то пропускают n (5 или 10) последовательных разрядов. По двум последовательным отклонениям электрометра ε_0 и ε_1 получаем отклонение δ, пропорциональное Q,

$$\delta=\frac{1}{n}\frac{\varepsilon_1+m\varepsilon_0}{1+m}.$$

Сразу после отсчета второго отклонения электрометр присоединяют к L', несущему собранное количество Q', знака, противоположного Q.

Конденсаторы открывают, и по двум последовательным отклонениям ε_2, ε_3 вычисляют отклонение δ', пропорциональное $Q' - Q$

$$\delta' = \frac{r}{n} \frac{\varepsilon_3 + m'\varepsilon_2}{1 + m'},$$

где r — отношение чувствительностей, определенное выше.

Таким образом, получают:

$$\frac{Q'}{Q} = 1 + \frac{\delta'}{\delta}.$$

Затем конденсаторы снова закрывают и присоединяют к кожуху, так что только L остается присоединенным к электрометру. Чтобы измерить σ, изолируют L и изменяют потенциал CD от V до нуля. Количество σ, наведенное в CD в момент создания поля H, выделится на L и вызовет на электрометре два последовательных отклонения ε_0' и ε_1', дающие отклонение:

$$\delta_1 = \frac{\varepsilon_1' + m\varepsilon_0'}{1 + m}.$$

Отношение $\frac{\sigma}{\sigma'}$ получим, присоединяя закрытые L и L' к электрометру и последовательно сообщая CD потенциал V и $C'D'$ — потенциал V'. Отношение начальных отклонений электрометра дает $\frac{\sigma}{\sigma'}$.

Для вычисления ε (п. 53) необходимо знать *отношения* $\frac{\sigma'}{\sigma}$, $\frac{Q'}{Q}$ и $\frac{Q}{\sigma} = \frac{\delta}{\delta_1}$.

Результаты

62. Доказательство законов подвижности и рекомбинации. Если верны законы подвижности и рекомбинации, на которых основан вывод формулы

$$\frac{\varepsilon Q}{\sigma} = L\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right), \tag{1}$$

то получающиеся из этой формулы значения ε для одного и того же газа при одних и тех же температуре и давлении должны оставаться постоянными при одинаковых условиях опыта.

И обратно, экспериментальная проверка этого постоянства в то же время является доказательством правильности обоих законов (скорость ионов пропорциональна напряженности поля и скорость рекомбинации пропорциональна произведению плотностей p и n).

В частном случае неравномерного распределения начальной ионизации можно таким образом получить общее доказательство этого последнего закона при p, не равном n. Действительно, предположим, что пластинка AB свинцовая: благодаря вторичным лучам, в ее непосредственном соседстве ионизация значительно более интенсивна, чем в остальных частях поля. Ионы обоих знаков, фильтруясь одни сквозь другие, перемещаются в противоположных направлениях, например, положительные к AB и отрицательные к CD; отрицательные ионы, приходящие из области интенсивной ионизации (n — велико), при почти полной фильтрации окажутся смешанными с положительными ионами, приходящими из области слабой ионизации (p — мало).

Поскольку формула (1) остается правильной при любом начальном распределении ионов, постоянство ε в этом случае является доказательством правильности закона рекомбинации в его самой общей форме.

Я проделал большое число измерений в сухом воздухе при атмосферном давлении, варьируя в возможно более широких пределах:

1°. Напряженность поля, изменяющуюся с σ.

2°. Интенсивность ионизации, изменяющуюся с Q.

3°. Распределение ионизации в газе, последовательно употребляя алюминиевые пластинки AB и $A'B'$, дающие очень слабые и мало проникающие вторичные лучи, и свинцовые пластинки, дающие интенсивные вторичные лучи, большая часть которых поглощается в первом миллиметре газа.

4°. Расстояние d между пластинками AB и CD; чем меньше это расстояние, тем более равномерна ионизация.

В следующих таблицах приведены некоторые из полученных нами значений.

Н, *в/см*	ρ	*Q*	$\frac{Q}{\sigma}$	ε
I. Алюминиевая пластинка ($d = 1$ *см*)				
45	272	57,1	0,21	0,263
45	272	110,2	0,41	0,267
36	217,6	130,0	0,60	0,270
18	108,7	54,2	0,50	0,261
18	108,7	105,0	0,96	0,280
12	73,3	53,0	0,72	0,275
4	24,4	19,0	0,77	0,280
4	24,4	52,0	2,13	0,320
II. Свинцовые пластинки ($d = 3$ *см*)				
30	321	53,7	0,17	0,271
30	321	148,5	0,47	0,290
10	105,2	54.5	0,52	0,302
20	211,0	238,0	1,14	0,335
10	105,2	118,7	1,13	0,352
III. Свинцовые пластинки ($d = 4$ *см*)				
22,5	93,7	20,3	0,22	0,267
15	62,2	18,8	0,30	0,265
7,5	31,2	17,4	0,55	0,270

Эти числа действительно показывают, что отношение ε сохраняет постоянное значение, при условии, предсказанном нами ранее на основании теоретических соображений (п. 50), что отношение Q/σ остается достаточно малым. Так, в частности, табл. I, кроме последней строки, содержит весьма постоянные значения ε, хотя поле варьирует от 4 до 45 *в/см*, а интенсивность ионизации от 19 до 130. Аномалия, заключенная в последней строке, связана с высоким значением отношения Q/σ. Мы видели (п. 50), что значение ε, выведенное из формулы (1), должно возрастать с увеличением этого отношения.

Причина этого лежит в изменении поля ионами, присутствующими в газе: так как каждая из пластин AB и CD притягивает к себе ионы, знак которых противоположен знаку собственного заряда пластин, то в области, одновременно занимаемой ионами обоих

знаков, находящимися на пути к рекомбинации, поле будет ослаблено. При этом скорость ионов уменьшится, и, следовательно, увеличится время их пребывания в газе. Отсюда получится увеличение числа рекомбинирующих ионов, по сравнению с тем, которое следует из формулы (1), составленной без учета изменений поля. Поэтому формула эта дает слишком большое значение ε.

Теория предсказывает также, в соответствии с результатами, приведенными в табл. II, полученными со свинцовыми пластинками, что этот эффект должен быть значительно более ясно выраженным в случае неоднородной ионизации. Таким образом, и в этом случае результаты опыта тоже полностью подтверждают теоретическое предвидение.

63. Сопоставление с максимальным теоретическим значением. Влияние давления. При достаточно малых Q/σ значения, полученные для ε, всегда заключены между 0,26 и 0,28. Принимая среднее значение 0,27, мы видим, что число это, которое должно представлять собой *отношение числа рекомбинаций к числу столкновений между ионами противоположных знаков*, действительно меньше единицы. Оно близко к $^1/_4$, так что в сухом воздухе при атмосферном давлении происходит примерно одна рекомбинация на четыре столкновения.

Мы предвидели также, что это отношение ε должно возрастать и приближаться к единице при уменьшении подвижности ионов. Так как эта последняя обратно пропорциональна давлению, то представлялось существенным изучить зависимость ε от давления газа. Я провел такое исследование в воздухе и в углекислом газе примерно до 5 *атм*. При этом были получены следующие результаты.

Воздух		Углекислый газ	
Давление, *мм*	ε	Давление, *мм*	ε
152	0,01	135	0,01
375	0,06	352	0,13
760	0,27	550	0,27
1550	0,62	758	0,51
2320	0,80	1560	0,95
5 *атм*.	0,90	2380	0,97

В этих изменениях замечательна та быстрота, с которой ε уменьшается с давлением и доходит до чрезвычайно низких значений при давлениях, близких к $^1/_5$ атмосферы. Возрастание ε при увеличении давления постепенно замедляется, и значения его, по-видимому, стремятся к единице.

64. Коэффициент рекомбинации. Зная отношение ε и подвижности k_1 и k_2, легко вывести абсолютное значение коэффициента рекомбинации α

$$\alpha = 4\pi (k_1 + k_2) \varepsilon.$$

Так, значения k_1 и k_2 (в электростатических единицах CGS), которые будут выведены в следующей главе, дают:

	ε	$k_1 + k_2$	α	Тоунсенд	Мак-Клэнг
Воздух . . .	0,27	930	3200	3400	3384
Углекислый газ . . .	0,51	530	3400	3500	3492

Согласие между моими результатами и данными других экспериментаторов представляются особенно замечательным, если учесть, что использованные нами методы сильно отличаются один от другого.

Мак-Клэнг получил в воздухе при давлениях вплоть до 3 *атм* постоянное значение коэффициента α. Не трудно сопоставить этот результат с результатами, полученными мною для зависимости ε от давления. Поскольку подвижность обратно пропорциональна давлению p, имеем:

$$4\pi (k_1 + k_2) = \frac{m}{p},$$

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{m} p.$$

Если бы α было постоянным, то кривая I (рис. 23), изображающая ε в функции от p, была бы прямой, проходящей через начало координат. Легко видеть, что в области между 0 и 3 *атм* экспери-

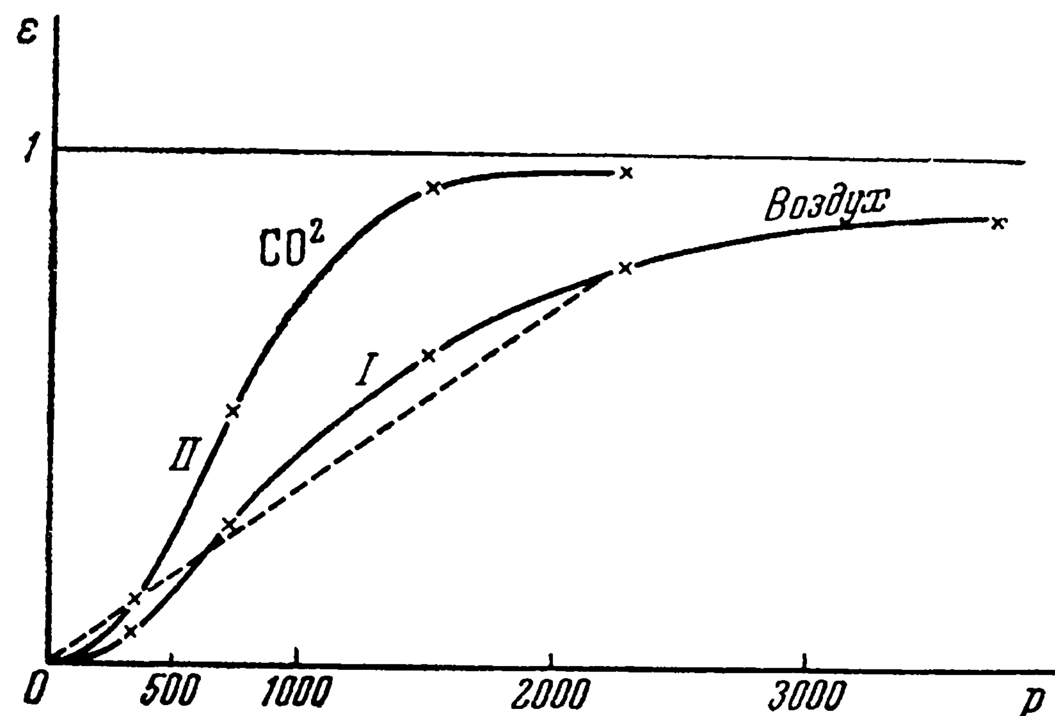


Рис. 23

ментальная кривая (*II*) не отклоняется сколько-нибудь заметно от такой прямой, и результат Мак-Клэнга легко объяснить, если учесть непостоянство режима в трубке Крукса, которой он пользовался для ионизации газа, и малость зарядов, которые он собирал при давлениях ниже атмосферного.

Глава IV

ИЗМЕРЕНИЕ ПОДВИЖНОСТЕЙ

66. История вопроса. В своем первом мемуаре о ионизации[1] Дж. Дж. Томсон и Резерфорд четко поставили проблему о подвижности зарядов, освобожденных в электрическом поле, и указали первый, очень косвенный метод измерения суммы подвижностей положительных и отрицательных ионов.

Разница в подвижностях ионов обоих знаков впервые была показана Я. Зелены [2], который сравнивал скорость, приобретенную

[1] J.-J. Thomson a. E. Rutherford. Phil. Mag., t. XLII. 1896, p. 392.

[2] J. Zeleny. Phil. Mag. (5), t. XLVI, 1898, p. 120.

ионами в поле,со скоростью струи газа, параллельной полю; при этом он пользовался установкой, аналогичной показанной на рис. 24.

Газ, циркулируя по трубке TT' с известной скоростью U, проходил сквозь изолированную металлическую сетку AB, присоединенную к электрометру. С помощью батареи аккумуляторов с электродвижущей силой V между AB и параллельной ей металлической сеткой DE создавалось поле X переменной напряженности.

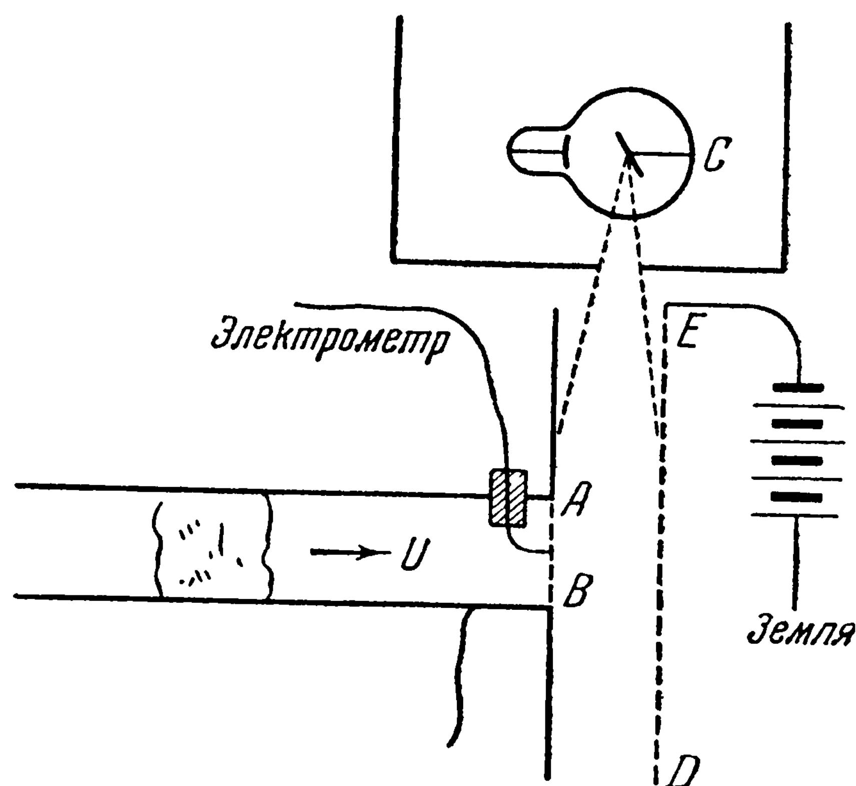


Рис. 24

Когда направление поля было таково, что положительные ионы, созданные рентгеновыми лучами, исходящими из трубки C, двигались в сторону AB, эти ионы приобретали по *отношению к газу* общую скорость k_1X, которая, в сочетании с U, давала скорость по отношению к AB

$$k_1X - U.$$

При X настолько слабых, что результирующая этой скорости получалась отрицательной, ионы удалялись от AB, и эта пластинка не собирала никакого заряда. Если, постепенно понижая разность потенциалов V, можно определить значение поля X_1, при котором AB перестает собирать заряды, то получится

$$k_1X_1 - U = 0.$$

В действительности, этот метод не годится для определения абсолютного значения k_1, ибо наличие металлических сеток всегда вызывает завихрение струи газа, но он позволяет с большой определенностью констатировать различие в подвижности ионов разных знаков. Действительно, при перемене направления поля на обрат-

ное приходится еще больше ослабить X, чтобы струя газа могла воспрепятствовать попаданию отрицательных ионов на AB, т. е. надо дойти до предельного значения X, при котором

$$k_2X_2 - U = 0.$$

Это значит, что отрицательные ионы перемещаются в том же поле быстрее, чем положительные, и отношение подвижностей $\frac{k_2}{k_1}$ практически равно отношению предельных значений поля $\frac{X_1}{X_2}$.

Зелены получил таким методом отношение, близкое к 1,25 в воздухе и очень близкое к единице в углекислом газе.

Показанная им асимметрия была полностью подтверждена последующими измерениями подвижностей, а также опытами Таунсенда по диффузии. Описанный выше эффект захвата отрицательного заряда проводником, находящимся в контакте с ионизированным газом, является прямым экспериментальным подтверждением этих результатов.

Я изложу теперь бегло основные методы, употреблявшиеся до сих пор для измерения подвижностей k_1 и k_2; методы эти я разделю на три группы:

1°. Методы косвенные, основанные главным образом на том, что ток, вызванный в газе одной и той же радиацией, изменяется в зависимости от приложенного поля.

2°. Метод газовых струй, при котором скорость, приобретенная ионами в поле, сравнивается со скоростью газовой струи параллельной или перпендикулярной полю.

3°. Прямые методы, основанные на измерении времени, за которое ион пробегает заданный путь в известном поле. Метод, использованный мною и который будет изложен в следующей главе, входит в состав этой группы.

Несмотря на недостаточную точность большей части этих методов, *согласие полученных с их помощью результатов просто поразительно, если принять во внимание разнородность лежащих в их основе явлений и разнородность способов ионизации.*

Это согласие указывает на идентичность ионов различного происхождения, а также на правильность закона пропорциональности между скоростью ионов и электрическим полем. Подвижности k_1 и k_2 оказались фундаментальными величинами в теории ионов, и точное определение их значений приобрело еще большую важность с тех пор, как Тоунсенд (п. 22) воспользовался этими величинами для сопоставления заряда ионов с зарядом атома водорода при электролизе. Расхождения, еще существующие между результатами таких сопоставлений, проведенных в различных газах, показывают, как велика необходимость в создании надежных методов для измерения подвижностей и коэффициентов диффузии.

Косвенные методы

67. Метод Резерфорда. Первый метод, давший приближенное значение суммы подвижностей $k_1 + k_2$, основан на следующем принципе, уже указывавшемся выше в связи с измерением коэффициента рекомбинации (п. 45).

Между двумя параллельными пластинками, находящимися на расстоянии l друг от друга, газ ионизируется рентгеновыми лучами, относительно которых предполагается, что действие их однородно и что они в единице объема газа освобождают количество электричества q в 1 *сек*. Если создать в газе достаточно сильное поле, то все образовавшиеся ионы будут уловлены, и сила тока на единицу поверхности пластинок будет

$$I = ql.$$

Если же, наоборот, поле равно нулю, то число ионов в единице объема достигнет некоторого предельного значения, определяемого условием, что количество, освобожденное за 1 *сек*, должно быть равным количеству, рекомбинирующему за то же время. Если n_0 — объемная плотность электрических зарядов каждого знака, свободно существующих в газе при достигнутом равновесии, то

$$q = \alpha n_0^2.$$

Если в некий заданный момент выключить радиацию, то рекомбинация будет продолжаться, и плотность n зарядов уменьшится от n_0 до нуля по закону

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2;$$

откуда, интегрируя, находим

$$\frac{1}{n} - \frac{1}{n_0} = \alpha t.$$

Если экспериментально определить (п. 45) время T, необходимое, чтобы n стало равным половине его начального значения n_0, то

$$\alpha T = \frac{1}{n_0}.$$

Создадим теперь в газе очень слабое поле $\frac{E}{l}$, приложив к пластинкам известную разность потенциалов E; предположим, что n в среднем практически сохраняет значение n_0 и что поле остается однородным (мы знаем, что для слабых полей эта гипотеза очень далека от действительного положения вещей, ибо поле, вследствие агломерации ионов одного знака, локализуется в непосредственном соседстве с пластинами, и посередине между ними поле практически равно нулю).

При этих предположениях мы на единицу поверхности пластинок будем иметь ток

$$i = \frac{n_0 (k_1 + k_2) E}{l},$$

откуда

$$\frac{i}{I} = \frac{n_0 (k_1 + k_2) E}{q l^2} = \frac{E (k_1 + k_2)}{\alpha n_0 l^2} = \frac{E (k_1 + k_2) T}{l^2},$$

$$k_1 + k_2 = \frac{i}{I} \cdot \frac{l^2}{ET}.$$

Замечательно, что, несмотря на довольно грубое приближение предыдущего расчета, результаты Резерфорда согласуются с результатами, полученными путем более точных методов.

68. Метод Резерфорда и Чайльда. Резерфорд [1] и Чайльд [2], независимо друг от друга, путем, совершенно отличным от описанного выше, применили измерение силы тока через газ для измерения или сравнения подвижностей.

Предположим теперь, что ионизация сосредоточена вблизи пластинки CD и что интенсивность ее наибольшая из возможных, и посмотрим, как сила тока через газ на единицу поверхности AB (рис. 25) будет изменяться с разностью потенциалов E между AB и CD; ток этот можно измерять хотя бы гальванометром G.

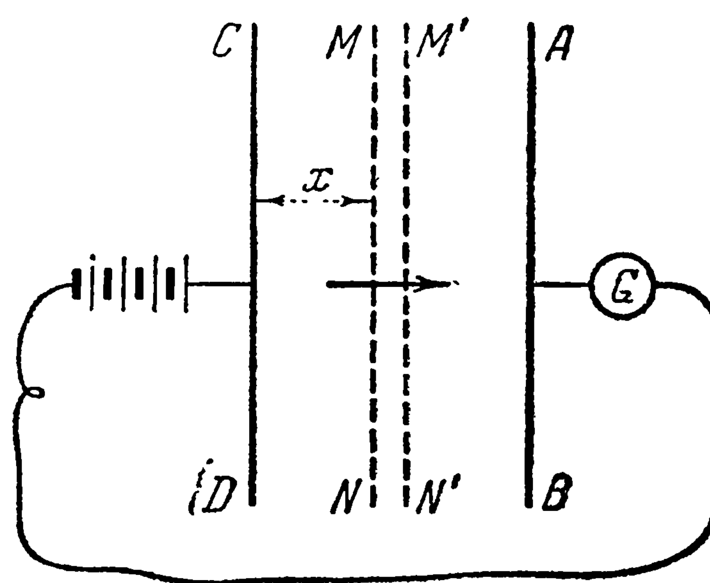


Рис. 25

Пусть V потенциал в плоскости MN, расположенной на расстоянии x от CD; поле равно

$$X = -\frac{dV}{dx}.$$

Поскольку ионизация локализована в непосредственном соседстве с CD, то, если поле направлено так, как обозначено на рисунке, отрицательные ионы сразу попадают на CD, и в промежутке между AB и CD присутствуют только положительные ионы. Если p — объемная плотность переносимых ими зарядов, причем эта плотность варьирует с x, будем иметь:

$$i = pk_1X = -pk_1\frac{dV}{dx}, \tag{1}$$

и, согласно уравнению Пуассона,

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi p,$$

[1] E. Rutherford. Phil. Mag., t. VI, v. II, 1901, p. 210; Phys. Rev., t. XIII, 1901, p. 321.

[2] Child. Phys. Review, t. XII, 1901, p. 65.

откуда

$$\frac{2dV}{dx} \cdot \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{8\pi i}{k_1}, \qquad (2)$$

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = \frac{8\pi i}{k_1} x + C.$$

В непосредственном соседстве с CD, где ионизация предполагается интенсивной p должно быть большим, а $\frac{dV}{dx}$, согласно уравнению (1), должно быть очень малым; следовательно, можно поло, жить $\frac{dV}{dx} = 0$ для $x = 0$, откуда

$$\frac{dV}{dx} = \sqrt{\frac{8\pi i}{k_1} x},$$

и, интегрируя от 0 до l,

$$E = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{8\pi i}{k_1}}\, l^{3/2},$$

$$i = \frac{9E^2}{32\pi l^3} k_1.$$

Значит, при достаточно малых электродвижущих силах E, при которых поле в непосредственном соседстве с CD еще можно полагать равным нулю, полученный ток не зависит от интенсивности ионизации, прямо пропорционален квадрату электродвижущей силы и обратно пропорционален кубу расстояния между пластинками.

Эти выводы были более или менее точно проверены Резерфордом для следующих случаев: когда ионизация производится радиоактивным веществом, нанесенным на CD и создающим интенсивную ионизацию, главным образом в непосредственной близости CD; для случая, когда рентгеновы лучи, с помощью соответствующего экрана, локализуются в тонком слое в непосредственном соседстве с CD; и, наконец, для случая, когда CD представляет собой тонкую платиновую пластинку, нагреваемую сильным током до красного каления, испускающую положительные заряды [1], и, в то же время,

[1] Elster a. Geitel. Wied. Ann., t. XXXVIII, 1889, p. 27.

благодаря высокой температуре, ионизирующую газ, находящийся в непосредственном соседстве с нею. Когда температура этой пластинки не очень высока, существует только первый из этих двух эффектов (испускание положительных зарядов).

Чайльд применил этот же метод в случае, когда ионы вытягивались из пламени или из дуги, причем в первом случае пластинку CD заменяла поверхность самого пламени, а в случае дуги газ находился между дугой и концентрической трубкой. Небольшое видоизменение предыдущих формул позволяет применить их и к этому последнему случаю.

Этот метод употреблялся преимущественно его авторами для сравнения подвижностей ионов обоих знаков. Действительно, в случае, когда на AB собираются положительные ионы, имеем

$$i_1 = \frac{9E^2}{32\pi l^3} k_1,$$

и, при перемене знака поля, когда на AB начнут собираться отрицательные ионы,

$$i_2 = \frac{9E^2}{32\pi l^3} k_2,$$

откуда

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{i_1}{i_2}.$$

В случае рентгеновых лучей или лучей Беккереля, значения, полученные Резерфордом для этого отношения, хорошо согласуются со значениями, выведенными Зелены из измерений подвижностей (п. 71). В случае ионов, образованных накаленной платиной, пламенем или дугой, результаты осложняются тем, что температура газа между AB и CD далеко не однородна и что подвижность ионов быстро изменяется с температурой.

Хотя эти косвенные методы и не поддаются уточнению, все же результаты, которые они позволили получить, представляют интерес, ввиду общего согласия их с результатами, полученными совершенно отличными методами.

69. Метод Дж. Дж. Томсона. В своем теоретическом исследовании[1] о видоизменении поля между двумя пластинками, вызываемом присутствием ионов, проф. Томсон указал на возможность использовать формулу (2) (п. 68), дающую искажение поля в той области газа, в которой имеются только ионы одного знака. Если это положительные ионы, то

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = X^2 = \frac{8\pi i}{k_1} x + C.$$

Как показали Зелены[2] и Чайльд[3] (п.50), можно найти распределение потенциала в рассматриваемой области и вывести значение поля в двух точках из наклона касательных к кривой распределения потенциала. Если значения поля в двух точках с абсциссами x и x' равны X и X', то будем иметь

$$X^2 - X'^2 = \frac{8\pi i}{k_1}(x - x'),$$

$$k_1 = \frac{8\pi i\,(x - x')}{X^2 - X'^2}.$$

Чайльд пытался применить этот метод, но не получил хороших результатов из-за ненадежности значений X и X', точное знание которых тем более необходимо, что в выражение для k входят их квадраты.

Пользуясь сходным методом, Бюиссон рассчитал подвижность ионов при эффекте Герца.

70. Метод Чэттока. Интересный косвенный метод, основанный на совершенно другом принципе, был придуман Чэттоком для измерения подвижности ионов, образованных положительной или отрицательной короной[4].

В этом методе используются разности давлений, устанавливающиеся в газе в присутствии ионов, подвергающихся воздействию

[1] J.-J. Thomson. Phil. Mag., 5-th ser., t. XLVII, 1899, p. 265.
[2] J. Zeleny. Phil. Mag., 5-th ser., t. XLVI, 1898, p. 47.
[3] Child. Phys. Review, t. VI, p. 285.
[4] A.-P. Chattock. Phil. Mag., t. XLVIII, 1899, p. 401.

поля; когда газ может свободно перемещаться, эти разности давлений вызывают явление, известное под названием *электрического ветра*.

Сужающееся острие B (рис. 26), почти по всей длине защищенное стеклянной трубкой, так что образование короны возможно только на самом кончике, помещают против полированной пластинки A. Если между A и B существует достаточная разность потенциалов, в B образуется корона, которая является источником ионизации, причем в массе газа содержатся только ионы одного знака (п. 39). Для этого необходимо, чтобы на пластинке A не было никаких шероховатостей, могущих тоже сделаться местом испускания короны и источником подачи в газ ионов другого знака. Если это условие выполнено, весь ток через газ, силу которого I можно измерить непосредственно, переносится ионами одного знака, движущимися по направлению к A.

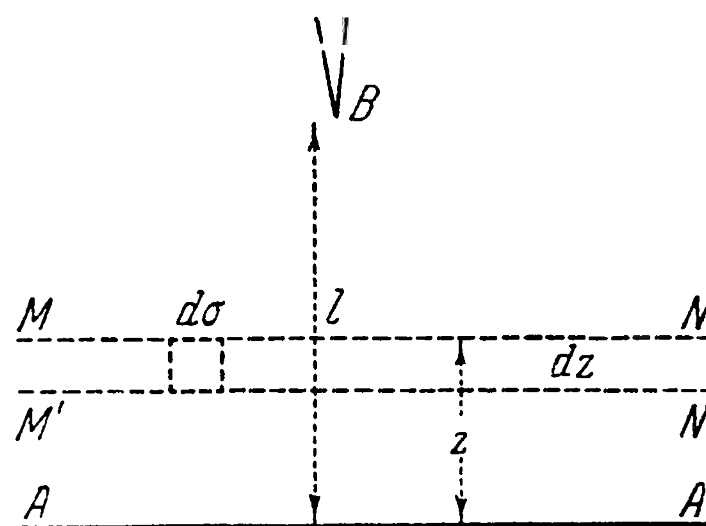


Рис. 26

После установления постоянного режима внешние силы, действующие на всю массу газа, уравновешивают друг друга; эти силы складываются: 1°. Из действия поля на ионы, находящиеся в газе. 2°. Из реакции закрепленной пластинки A, равной поверхностному интегралу от избыточного давления газа в различных точках этой пластинки. Обе эти силы, из соображений симметрии, нормальны к AB.

Рассмотрим слой $MNM'N'$, параллельный A, имеющий толщину dz, и пусть N — число ионов на единицу объема в некоторой точке газа, а Z — компонента поля, нормальная к A. Если $d\sigma$ — элемент поверхности MN, то число ионов, содержащихся в элементе объема $d\sigma\, dz$ есть $N d\sigma\, dz$, и нормальная к A компонента силы, действующей на эти ионы вследствие присутствия поля, равна

$$NZed\sigma\, dz,$$

а полная сила будет

$$F = \int_0^l dz \int NZed\sigma.$$

Но компонента тока через $d\sigma$, нормальная к A, равна

$$kNZed\sigma,$$

где k — подвижность ионов одного знака, имеющихся в газе. Полный ток через MN не зависит от рассмотренного слоя и всегда равен I, значит:

$$I = k \int NZed\sigma,$$

откуда получаем для F значение:

$$F = \frac{I}{k} \int_0^l dz = \frac{Il}{k}.$$

С другой стороны, давление газа на A одно и то же во всех точках окружности, центром которой является проекция B. Чтобы найти поверхностный интеграл, достаточно выяснить, как изменяется давление по мере удаления от центральной точки. Маленькое отверстие, проделанное в A и соединенное трубкой с очень чувствительным дифференциальным манометром, позволяет произвести эти измерения, если перемещать B параллельно A, изменяя тем самым расстояние от отверстия до центрального пункта. Если это расстояние r, а p — соответствующее избыточное давление, то планиметрическое измерение дает

$$F = \int 2\pi pr\, dr.$$

Таким образом, получим для k значение

$$k = \frac{Il}{F}.$$

Пользуясь методикой, основанной на этом принципе, Чэтток получил для воздуха следующие значения:

$$k_1 = 413, \quad k_2 = 540,$$

в то время как для ионов, произведенных рентгеновыми лучами, Зелены получил значения

$$k_1 = 408, \quad k_2 = 561.$$

Согласие этих результатов совершенно замечательное, учитывая глубокое различие методов измерения и источников ионизации.

71. Метод газовых струй. Я указывал уже (п. 66), каким образом Зелены удалось доказать существование различия в подвижностях положительных и отрицательных ионов, сравнивая их скорости в заданном поле со скоростью струи газа, параллельной полю.

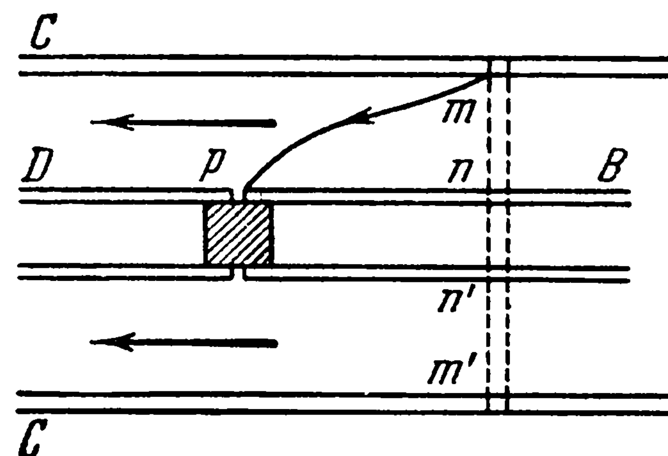


Рис. 27

В таком виде методика эта была не пригодна для определения абсолютных значений подвижностей, и Зелены видоизменил ее, сделав струю газа перпендикулярной полю (п. 2). Проведя весьма тщательное исследование [1] с этой видоизмененной методикой, Зелены получил результаты, которые до сих пор еще представляются наиболее надежными.

В цилиндрической трубке C (рис. 27) радиуса a заключена концентрическая алюминиевая трубка BD радиуса b, часть которой D, начиная с точки p, изолирована и присоединена к электрометру. Если между обеими трубками создать разность потенциалов V, то в точке, расположенной на расстоянии r от общей оси, поле будет равно

$$X = \frac{V}{rL\frac{b}{a}}.$$

[1] J. Zeleny. Phil. Trans. ser. A., t. CXCV, 1901, p. 193.

Если узкий пучок рентгеновых лучей, перпендикулярный к оси, в точке m пройдет через стенку трубки C и произведет ионизацию газа в узком слое $mnm'n'$, то при отсутствии струи газа образованные ионы будут двигаться нормально к оси, причем ионы, находящиеся на расстоянии r, приобретут скорость

$$v = kX = \frac{kV}{rL\frac{b}{a}}.$$

Будем теперь пропускать струю газа через промежуток между трубками в направлении, обозначенном стрелкой: тогда ионы окажутся увлеченными к D, и, если u — скорость струи газа на расстоянии r от оси, то траектории их будут удовлетворять дифференциальному уравнению

$$\frac{dx}{dr} = \frac{u}{v},$$

откуда

$$dx = \frac{L\frac{b}{a}}{kV} ur\,dr.$$

Ионы, вышедшие из точки m и направляющиеся к B, достигнут трубки BD в точке, находящейся на наибольшем расстоянии от n. Это расстояние будет

$$x = \frac{L\frac{b}{a}}{kV}\int\limits_a^b ur\,dr.$$

Среднюю скорость U струи газа можно вывести, измеряя объем газа, проходящий через трубку в течение заданного времени; с другой стороны, скорость эта выражается следующим образом:

$$U = \frac{2}{b^2 - a^2}\int\limits_a^b ur\,dr,$$

значит

$$x = \frac{U(b^2 - a^2)}{2kV} L\frac{b}{a}.$$

Если известное расстояние np равно l, то x равно l при таком значении V, при котором очень слабого уменьшения разности потенциалов уже достаточно, чтобы в D собралась часть ионов, вышедших из m. Следовательно, если V — значение разности потенциалов, ниже которой электрометр, соединенный с D, начинает отклоняться, мы будем иметь:

$$k = \frac{U(b^2 - a^2)}{2Vl} L \frac{b}{a} .$$

Применение этой методики наталкивается на целый ряд затруднений.

Прежде всего, ионизация не локализована в узкой зоне, пронизываемой первичными лучами: металлы и даже газ, через который эти лучи проходят, испускают вторичные лучи, количество которых Зелены по возможности уменьшал, покрывая алюминием участки трубки C, через которые проходят лучи. Опыт показал, что замена алюминия оловом изменяла полученные значения на 2—3%. В случае алюминия ошибка должна быть гораздо меньше.

Во-вторых, присутствие ионов в газе изменяет поле в промежутке между трубками, чего выведенная формула не учитывает. Чтобы по возможности ослабить эти изменения, Зелены пользовался лучами слабой интенсивности. Но полученные значения k варьируют еще и со скоростью газа, причем k изменяется почти линейно в зависимости от времени T, за которое газ доходит от n до p (рис. 27). Если отложить значение этого времени T по оси абсцисс, а за ординаты принять значения k, то найденные таким путем экспериментальные точки практически оказываются лежащими на прямой, которую Зелены продолжает до оси $T = 0$, чтобы получить окончательное значение k.

В этом кроется причина довольно значительной неопределенности; Зелены оценивает точность своих результатов примерно в 5%.

Наконец, метод струи газа не позволяет работать в условиях переменных давлений или температур. Кроме того, при этом методе приходится иметь дело с довольно большим объемом газа.

Прямой метод, описанию которого будет посвящена следующая глава, по-моему свободен от всех этих трудностей.

Вот значения, приводимые Зелены, в электростатических единицах CGS:

Газ	k_1	k_2	$\frac{k_2}{k_1}$	Температура
Воздух сухой	408	561	1,375	13°,5
» влажный	411	453	1,10	14
Кислород сухой	408	540	1,32	17
» влажный	387	456	1,18	16
Углекислый газ сухой	228	243	1,07	17,5
« влажный	246	225	0,915	17
Водород сухой	2,010	2,385	1,19	20
» влажный	1,590	1,680	1,05	20

72. Прямые методы. Первая попытка непосредственно измерить время, за которое ионы пробегают расстояние d в известном поле X, была предпринята Резерфордом в начале его исследования подвижностей [1]. Газ, находящийся между двумя параллельными пластинками AB и CD (рис. 28), ионизировался пучком рентгеновых лучей, проходящих только через одну половину промежутка между пластинками. Сначала между AB и CD не существовало никакого поля, и Резерфорд, пропуская лучи в течение некоторого времени, считал, что ионы содержались только в той части газа, через которую проходили лучи.

Пластинка AB была присоединена к электрометру; маятник, падал с заданной высоты, размыкал контур индуктора, генерирующего лучи, включал поле X между AB и CD и затем, через известное время t, отключал AB от электрометра.

[1] E. Rutherford. Phil. Mag., 5-th ser., t. XLIV, 1897, p. 429.

Если полагать, что электрометр отклоняется только тогда, когда ионы, приходящие из MN, достигают AB, то время, необходимое им, чтобы пройти расстояние d, можно определить, изменяя t и подбирая момент, в который следует разорвать цепь электрометра, чтобы этот последний перестал давать постоянное отклонение. Этот метод связан с многочисленными осложнениями, как-то: ионизация вторичными лучами, искажения поля, неопределенность момента прихода первых ионов на пластинку AB, поскольку она может испытывать электростатическую индукцию ионов, присутствующих в газе, до того как они ее достигнут. И действительно, Резерфорд не смог, пользуясь этим методом, доказать различия в подвижностях ионов различных знаков. Среднее значение, полученное им в воздухе при нормальном давлении с помощью формулы

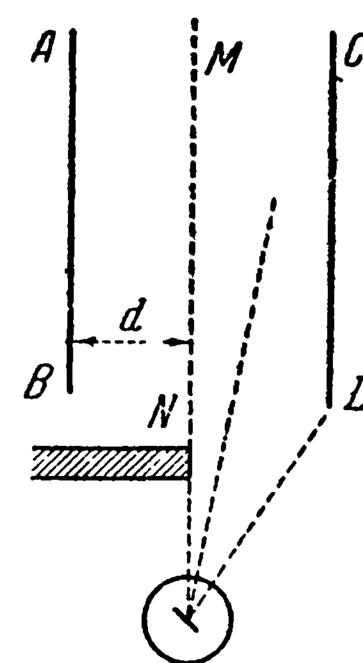


Рис. 28

$$d = kXt,$$

$$k\frac{d}{Xt} = \frac{d^2}{Vt},$$

было

$$k = 480.$$

73. Второй метод. Влияние давления. Другой прямой метод, *применимый только в случае, когда источник ионизации производит лишь ионы одного знака*, был сначала применен Резерфордом для случая отрицательных ионов, образующихся при эффекте Герца [1], когда поле оставалось настолько слабым, что никакая дополнительная ионизация при соударении испущенных металлом корпускул с молекулами газа (п. 36) не могла иметь места.

Этот метод может быть доведен до большей степени точности, чем предыдущий метод. Он состоит в создании поля, в котором ионы благодаря переменной разности потенциалов $V = V_0 \sin \omega t$

[1] E. Rutherford. Proc. Camb. Phil. soc., t. IX, 1898, p. 410.

движутся между цинковой пластинкой AB и параллельной ей металлической сеткой CD, через которую проходят ультрафиолетовые лучи, причем CD соединена с электрометром.

В течение полупериода, пока AB заряжается отрицательно, испускаемые ею отрицательные ионы пробегают путь

$$k_2 \frac{V_0}{d} \int_0^{\frac{\pi}{\omega}} \sin \omega t \, dt = \frac{2k_2V_0}{\omega d},$$

а в течение следующего полупериода возвращаются обратно к исходному пункту AB.

Таким образом, ионы перестанут достигать CD и, следовательно, электрометр перестанет отклоняться, когда

$$d = \frac{2k_2V_0}{\omega d},$$

$$k_2 = \frac{\omega d^2}{2V_0} = \frac{\pi d^2}{TV_0}.$$

Расстояние между пластинками AB и CD постепенно увеличивали до наименьшего значения d, при котором электрометр оставался на нуле при прохождении ультрафиолетовых лучей.

Полученное таким образом в воздухе значение $k_2 = 430$, по-видимому, несколько заниженное.

Этот метод позволил работать при различных давлениях, причем были получены *значения подвижности, практически изменяющиеся обратно пропорционально давлению*. Приводим таблицу полученных значений

P, *мм* рт. ст.	k_2	k_2P
765	430	$329 \cdot 10^3$
323	1 008	$325 \cdot 10^3$
162	2 190	$355 \cdot 10^3$
140	2 340	328
95	3 570	339
58	6 090	353
34	10 080	343

Аналогичный результат был получен Таунсендом для коэффициента диффузии ионов, образованных радиоактивными веществами[1]:

p	D_1	D_2	$p \cdot D_1$	$p \cdot D_2$
772	0,0317	0,0429	24,5	33,0
550	0,0420	0,0542	23,1	29,8
400	0,0578	0,078	23,1	31,2
300	0,078	0,103	23,4	30,9
200	0,118	0,155	23,6	31,0

В следующей главе я разберу более подробно соотношение между подвижностью и давлением, а также и вытекающие из него следствия.

Метод обращения направления поля был применен Резерфордом для случая испускания положительных зарядов платиновой пластинкой, нагретой до красного каления[2] (п. 68). Когда температура была не слишком высока, газ, соприкасающийся с пластинкой, не претерпевал никакой ионизации. Вместо того, чтобы прикладывать синусоидальную электродвижущую силу, Резерфорд воспользовался вращающимся коммутатором, который изменял направление поля на обратное через определенные промежутки времени, сохраняя постоянную напряженность поля в течение каждого полупериода. Явление осложняется здесь недостаточной однородностью температуры газа, что влечет за собой весьма большие различия в подвижности ионов. Полученные результаты по порядку величины не отличаются от результатов, достигнутых с помощью других методов.

74. Общие выводы. Наиболее замечательным во всем вышеизложенном является чрезвычайное разнообразие методов, использовавшихся для изучения подвижности ионов. Все явления, сопровождающие ионизацию газа (изменение поля, колебания давления), послужили основой для различных косвенных методов, и все полученные результаты настолько хорошо согласуются между собой, что могут считаться поразительно ярким доказательством правильности представлений, основанных на ионной теории.

[1] J. Townsend. Phil. Trans. A., t. CXCV, 1901, p. 259.

[2] E. Rutherford. Phys. Rev., t. XIII, 1901, p. 321.

Теперь я приступлю к изложению прямого метода, при помощи которого, как мне кажется, может быть достигнута бо́льшая точность, чем полученная предыдущими методами.

Глава V

НОВЫЙ МЕТОД

75. Принцип. Благодаря чувствительности, описанной в главе III электрометрической методики, можно, создавая ионизацию, ограничиться рентгеновыми лучами, полученными при одном *единичном разряде* индуктора через трубку Крукса. Ввиду чрезвычайно малой длительности такого разряда (примерно $\frac{1}{10\,000}$ *сек*) *можно до конца проследить за последующим перемещением ионов, образующихся в электрическом поле, построить таким образом прямой метод измерения подвижностей ионов обоих знаков при различных условиях.*

Я использовал для этой цели ионизационные аппараты, описанные в п. 56.

Выходящие из трубки Крукса и проходящие через плоскую алюминиевую пластинку CD (рис. 29) рентгеновы лучи, а также вторичные лучи, вырываемые ими из CD и из параллельной металлической пластинки AB, ионизируют газ, содержащийся между этими пластинками. Если там существует поле X, то положительные ионы будут перемещаться в направлении поля, например, к AB, с общей скоростью k_1X, а отрицательные ионы в обратном направлении со скоростью k_2X.

Так как ионизация практически происходит мгновенно, то нетрудно проследить до конца за перемещениями ионов обоих знаков, образующихся в газе, *изменяя через различные времена t после прохождения радиации знак поля X на обратный (обращая поле) и наблюдая, как меняется при изменении t полное количество электричества, собранное на AB.*

Если, например, начальное поле таково, что положительные ионы перемещаются по направлению к AB, то это полное количество складывается из:

1°. Зарядов, перенесенных положительными ионами, попадавшими на AB в течение времени t, до перемены знака поля. Если ионизация настолько слаба (п. 50), что поле X практически не претерпевает изменения из-за присутствия зарядов в газе (а я всегда выполнял это условие), то эти положительные ионы являются ионами, образовавшимися при ионизации в слое толщиной k_1Xt, непосредственно примыкающем к AB, ибо за время t все положительные ионы переместились по направлению к AB на это расстояние;

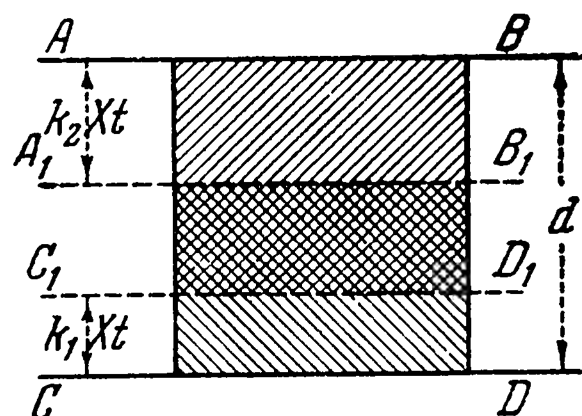


Рис. 29

2°. Зарядов, перенесенных отрицательными ионами, еще присутствовавшими в поле в момент изменения его направления; все отрицательные ионы переместились к CD на расстояние k_1Xt, и те из них, которые не достигли этой пластинки, находятся между A_1B_1 и CD.

В момент перемены знака поля (или его обращения), они возвращаются обратно и окончательно оседают на AB.

Поэтому полный заряд, собирающийся на AB, равен алгебраической сумме обоих этих зарядов, положительного и отрицательного.

Пусть

$$q_0 = f(z)$$

одинаковые количества положительного и отрицательного электричества, освобожденные радиацией между AB и параллельной ей плоскостью, расположенной на расстоянии z. Если d — расстояние между AB и CD, то полное количество, освобожденное в газе, равно

$$Q_0 = f(d).$$

Пренебрежем в данный момент влиянием рекомбинаций, к которому мы еще вернемся в п. 79.

Положительные ионы, собранные на AB за время t и вначале находившиеся между AB и параллельной ей плоскостью на расстоянии $z = k_1Xt$, несут заряд

$$q = f(k_1Xt).$$

Отрицательные ионы, существовавшие в поле между A_1B_1 и CD в момент перемены знака поля и переместившиеся на k_2Xt, вначале находились между AB и плоскостью

$$z = d - k_2Xt;$$

они несут заряд, по величине и по знаку равный

$$q' = -f(d - k_2Xt).$$

Следовательно, полный заряд, собранный на AB, равен:

$$Q = f(k_1Xt) - f(d - k_2Xt).$$

Функцию $f(z)$ следует предположить равной нулю для отрицательных значений z и постоянной и равной Q_0 для значений z, бóльших, чем d.

76. Случай однородной ионизации. Чтобы лучше уяснить себе зависимость величины Q от изменения t, предположим сначала, что ионизация однородна между AB и CD. Функция $f(z)$, равная нулю при отрицательных z, между 0 и d равна

$$f(z) = Q_0 \frac{z}{d},$$

а при значениях z, бóльших d, остается постоянной и равной Q_0.

В этом случае изменения Q можно изобразить с помощью ломаной линии I (рис. 30). Разделим весь интервал изменений на четыре подинтервала:

1°. $t < 0$,

$$f(k_1Xt) = 0,$$

$$f(d - k_2Xt) = Q_0,$$

следовательно,

$$Q = -Q_0.$$

Здесь обращение поля происходит до происхождения радиации, и на AB собираются, с точностью до рекомбинации, все освобожденные в газе отрицательные ионы.

2°. $0 < t < \frac{d}{k_2X}$,

$$f(k_1Xt) = \frac{Q_0}{d} k_1Xt,$$

$$f(d - k_2Xt) = Q_0 - \frac{Q_0}{d} k_2Xt.$$

$$Q = \frac{Q_0}{d}(k_1 + k_2) Xt - Q_0.$$

В этом интервале Q изображается прямой MN. Первый излом образуется в M, когда обращение поля имеет место в тот самый момент, когда проходит радиация.

Здесь обращение поля происходит раньше, чем какие бы то ни было отрицательные ионы, даже наиболее подвижные, достигнут CD; условия при этом следующие:

$$k_2Xt < d, \quad t < \frac{d}{k_2X}.$$

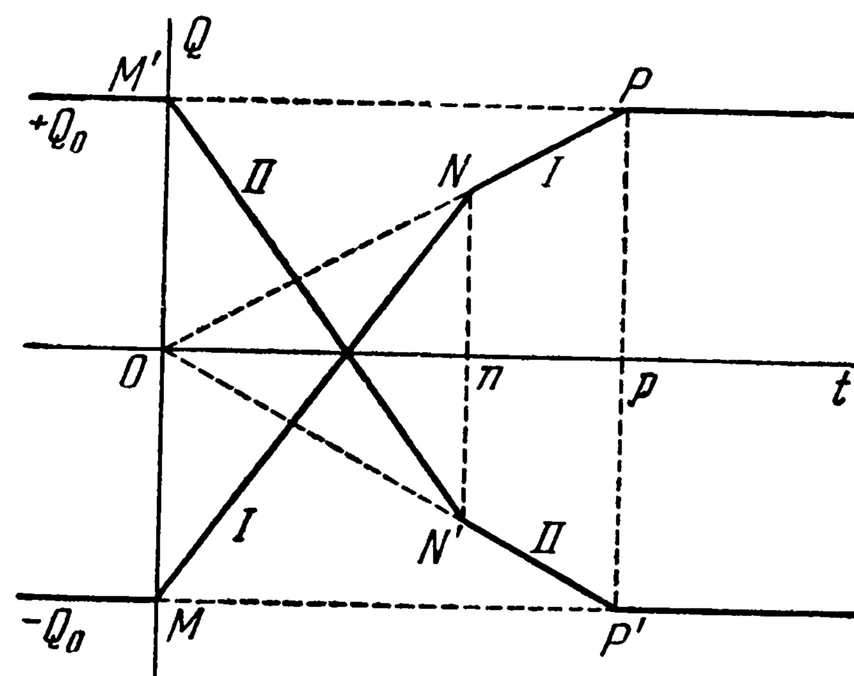


Рис. 30

3°. $\frac{d}{k_2X} < t < \frac{d}{k_1X}$,

$$f(k_1Xt) = \frac{Q_0}{d} k_1Xt,$$

$$f(d - k_2Xt) = 0.$$

$$Q = \frac{Q_0}{d} k_1Xt.$$

В этом интервале Q изображается новой прямой NP, проходящей через начало координат, и угловой коэффициент отличается от углового коэффициента прямой MN. *Значит второй излом образуется в* N *при*

$$t = \frac{d}{k_2X}$$

в момент, когда все отрицательные ионы попадут на CD до обращения поля.

Во всем интервале NP обращение поля, следовательно, происходит после того, как все отрицательные ионы собираются на CD, но перед тем как все положительные дойдут до AB.

$4°.\ t > \frac{d}{k_1X}$,

$$f(k_1Xt) = Q_0,$$

$$f(d - k_2Xt) = 0,$$

$$Q = Q_0.$$

Третий излом образуется в P в момент, когда все положительные ионы собираются на AB до обращения поля.

Изменение направления начального поля на обратное дает для Q ломаную линию II с изломами в M', N' и P', соответствующими тем же значениям t, что и M, N и P. Эта линия, поскольку ионизация однородна, в точности симметрична предыдущей.

Для определения значений подвижностей k_1 и k_2, варьируют (в основном вблизи трех изломов) интервал между моментом обращения поля и моментом прохождения радиации, чтобы узнать относительные расстояния между тремя точками O, n и p. Ниже я укажу, как эти моменты могут быть определены с большой точностью.

77. Влияние искажения поля. В главе III мною было показано (п. 50), как в случае однородной ионизации можно найти верхнюю границу влияния, оказываемого на поле зарядами, присутствующими в газе. С помощью аналогичного рассуждения легко показать, что время, нужное иону, чтобы пробежать расстояние d, увеличивается в отношении, во всяком случае меньшем

$$\frac{Q_0}{12\sigma}.$$

Но в моих опытах с подвижностью $\frac{Q_0}{\sigma}$ всегда было заключено между $1/_{10}$ и $1/_{20}$. Следовательно, я имел право пренебречь ошибкой, вызываемой присутствием зарядов.

78. Влияние диффузии. Во время перемещения ионов плоская поверхность, например, A_1B_1, является поверхностью разрыва непрерывности для плотности отрицательных зарядов в газе. Этот разрыв должен сглаживаться благодаря диффузии отрицательных ионов из нижней области в верхнюю, и при том тем сильнее, чем больше прошло времени с момента прохождения радиации. В результате четкость изломов в N и в P уменьшится, и чем слабее поле X, тем отчетливее будет это уменьшение.

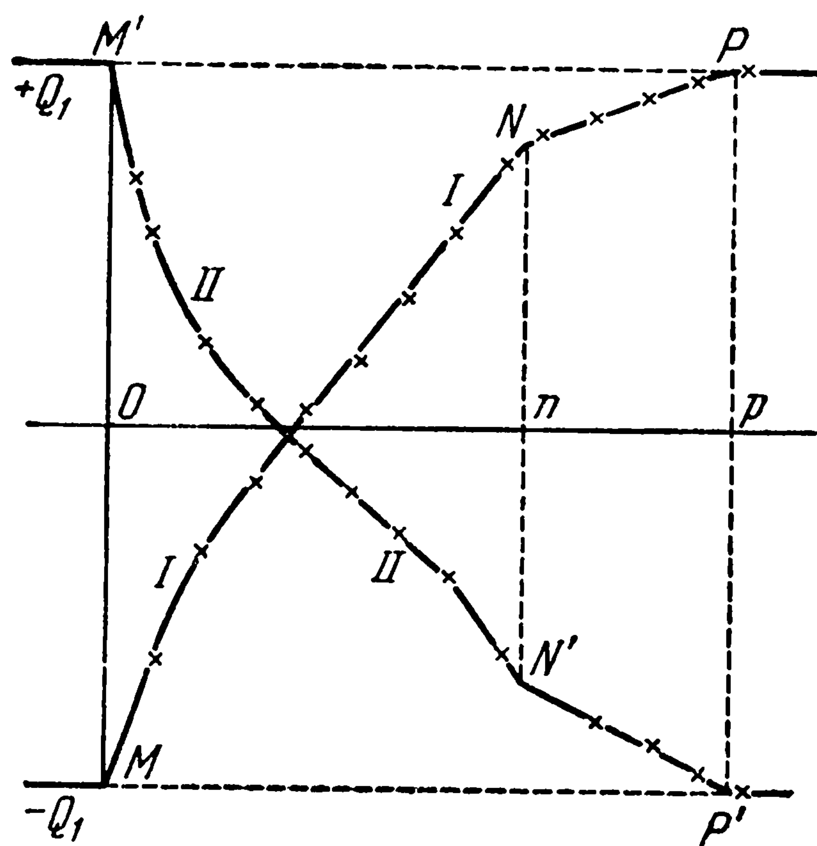


Рис. 31

Однако само местоположение изломов остается вполне определенным. Как показывает экспериментальная кривая (рис. 31), достаточно определить некоторое число точек на двух практически прямолинейных участках кривой до и после излома и продолжить эти прямые до их пересечения. На кривой видно, как четко в N происходит изменение углового коэффициента. Кроме того, указание, сделанное в п. 25, позволяет предвидеть, какого порядка будет влияние диффузии. Расстояние d всегда было близко к 30 или 40 *мм*, и я показал, что если заменить разрыв A_1B_1 переходным слоем толщиною в 1 *мм*, то благодаря диффузии ионы проходят этот слой со средней скоростью, какую они имели бы в поле, примерно равном $^1/_{1500}$, в то время как при измерениях подвижности употреблялись поля, в среднем равные 60 V на 1/*см*, или $^1/_5$, т. е. в 300 раз более сильные.

Таким образом, наличие диффузии не должно вызывать в этих условиях ощутимых ошибок при измерении подвижностей.

79. Влияние рекомбинации. Экспериментальная кривая. Рекомбинация, которой мы пренебрегали

до сих пор, скажется в замене Q_0 другим, несколько меньшим количеством Q_1; разность $Q_0 - Q_1$ будет невелика (п. 50), поскольку мало $\frac{Q_0}{\sigma}$.

Кроме того, полное количество, рекомбинировавшее между M и N, всегда будет больше $Q_0 - Q_1$. Действительно, предположим, что взаимная фильтрация двух слоев ионов — положительного и отрицательного — закончится до изменения направления поля (п. 49). Количество, рекомбинировавшее за время этой фильтрации, равно $Q_0 - Q_1$. Если в этот момент произойдет переключение поля, то ионы обоих знаков, существующие в поле, должны будут повернуть вспять, и начнется новая фильтрация, которая откроет возможности для новой рекомбинации. Следовательно, полное рекомбинированное количество больше $Q_0 - Q_1$.

В результате в точке M начнется несколько более быстрое уменьшение абсолютного значения Q, чем это следует из теоретических соображений (рис. 30). Следовательно, должно получиться искривление, как это и указывает экспериментальная кривая I (рис. 31), относящаяся к сухому воздуху при давлении 7,5 *см* рт. ст. и при $d = 4{,}15$ *см*, $V = Xd = 185$ *в*.

Кривая I t	Кривая I Q	Кривая II t	Кривая II Q
0,0	—90	0,0	+90
0,0005	—58	0,0005	+47,5
0,0010	—31	0,0010	+22
15	—14	15	+5
20	+4	20	—6
25	+18	25	—17
30	+33	30	—27,5
35	+49	35	—37
40	+66	40	—57
45	+74	45	—68
50	+78	50	—74
55	+83	55	—80
60	+87,5	60	—86
65	+90	65	—90

При этом малом давлении поглощение вторичных лучей настолько слабое, что ионизация является практически однородной.

Кривая *II* была получена при обращении начального поля: можно убедиться, что изломы на обеих кривых действительно соответствуют одним и тем же значениям t.

Рекомбинация, конечно, никоим образом не изменит положения мест разрывов непрерывности N и P.

80. Случай неоднородной ионизации. Если ионизация неоднородна, так, например, если AB — свинцовая пластинка, испускающая вторичные лучи, которые создают в непосредственном соседстве с нею интенсивную ионизацию, то кривые *I* и *II* (рис. 32) перестают быть симметричными по отношению к Ot, *а изломы* N и P' *проявляются с особой четкостью.* Чтобы убедиться в этом, достаточно вообразить себе крайний случай, при котором ионизация вся целиком была бы локализована в непосредственном соседстве с AB. Если отрицательные ионы сначала перемещаются по направлению к CD, то положительные ионы немедленно соберутся на AB, и, начиная с того момента, когда все отрицательные ионы до обращения поля успеют достигнуть CD, это обращение поля уже не дает никакого эффекта, и Q остается постоянным и равным Q_1; сохранится только один излом в N.

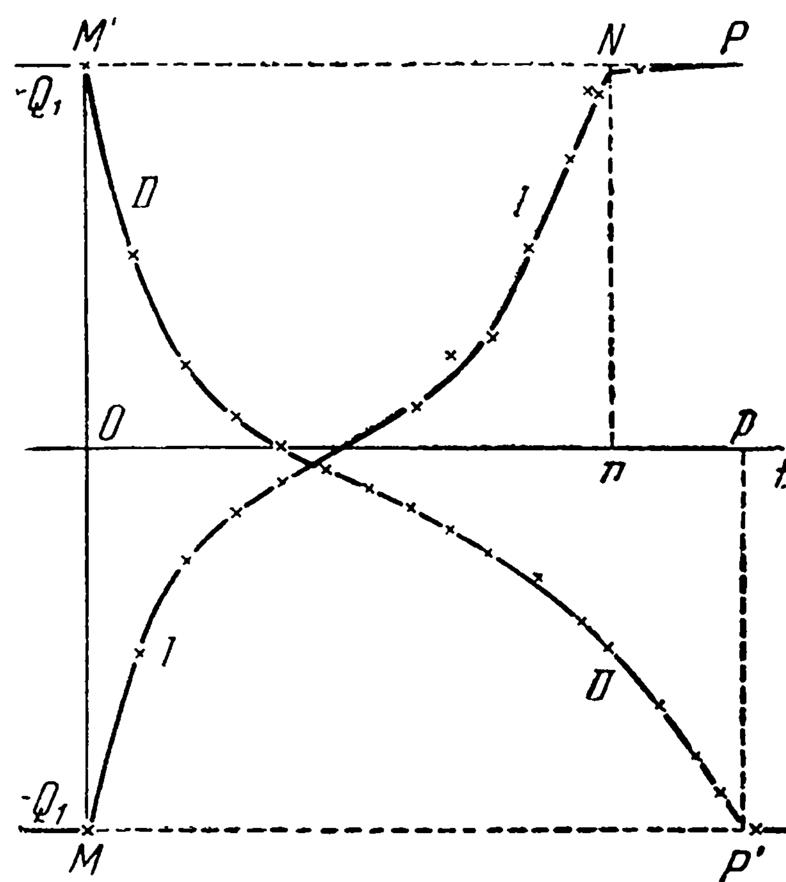


Рис. 32

На экспериментальных кривых *I* и *II* (рис. 32) хорошо видны ясно выраженные в случае неоднородной ионизации изломы в N и P'. Эти кривые относятся к воздуху при давлении 76 *см* рт. ст. и при $d = 4{,}15$ *см*, $V = Xd = 185$ *в*.

Кривая *I*		Кривая *II*	
t	*Q*	*t*	*Q*
0,0	—97,2	0,0	+97,0
0,005	—51,1	0,005	+47,5
0,0099	—27,3	0,0099	+20,3
0,0147	—15,8	0,0147	+8,7
0,0194	—9,0	0,0194	+0,9
0,0240	—1,8	0,0240	—4,8
0,0286	+1,2	0,0286	—9,5
0,0328	+11,2	0,0328	—14,0
0,0370	+25,2	0,0370	—20,1
0,0412	+28,2	0,0412	—26,0
0,0456	+51,7	0,0456	—34,1
0,0497	+74,0	0,0497	—43,5
0,0528	+90,2	0,0528	—51,1
0,0578	+96,0	0,0578	—64,5
		0,0617	—78,5
		0,0655	—92,5
		0,0672	—95,5
		0,0680	—97,0

Я чаще всего пользовался неоднородной ионизацией, чтобы увеличить четкость изломов и с наибольшей возможной точностью находить точки *O*, *p*, *n*.

81. Осуществление опытов. Кривые рис. 31 и 32 могли быть получены только благодаря необычайно благоприятному постоянству работы трубки, генерировавшей рентгеновы лучи. Но важно иметь возможность определять точки *O*, *p* и *n* и не рассчитывая на это постоянство.

Для этой цели я воспользовался нулевым методом, аналогичным описанному в главе III. Чтобы точно определить точку *O*, соответствующую моменту образования излома *M*, достаточно отметить, что в соседстве с *M* (кривая *I*, рис. 30) собранное на *AB* количество близко к $-Q_1$. Если *AB* присоединена к идентичной ей пластинке *A′ B′*, на которой, благодаря постоянному полю *X*, по направлению, противоположному начальному полю в *ABCD*, собирается $+Q_1$, то электрометр, соединенный с системой *AB*, *A′B′* останется на нуле,

пока t будет отрицательным, и начнет отклоняться с момента прохождения через излом M. Чтобы по участку кривой I, соседнему с изломом N, при котором на AB собирается количество, близкое к Q_1, определить n, достаточно переменить знак поля в $A'B'$ так, чтобы там собиралось — Q_1 и чтобы отклонение электрометра, слабое в соседстве с N, внезапно изменялось после прохождения через N. Достаточно определить несколько точек с той и с другой стороны излома, чтобы с большей точностью найти сам излом.

Определение P' (кривая II, рис. 32) делается таким же образом путем подбора соответствующего направления поля в ионизационном аппарате $A'B'C'D'$.

Экспериментальная установка в целом изображена на рис. 33. Указания относительно системы, генерирующей лучи RT, ионизационных аппаратов $ABCD$, $A'B'C'D'$ и электрометра E были приведены в главе III.

Здесь необходимо точно знать расстояние между пластинками AB и CD. Чтобы найти его, система, состоящая из трубок TT' (рис. 21) и эбонитового диска, помещалась на горизонтальной плоскости, и расстояние между нижней стороной охранного кольца M и плоскостью основания определялось с помощью катетометра. Таким образом, я получил для двух различных систем TT', использованных мною при измерениях подвижности, значения

$$d = 4{,}15 \text{ и } d = 3{,}21.$$

82. Измерение t. После ряда проб я решил воспользоваться для измерения абсолютной величины t свободным падением гири P, поддерживаемой в подвешенном состоянии с помощью электромагнита и падающей при размыкании цепи этого последнего. При падении P попадает на *закрепленный рычаг* L', который размыкает ток через первичную обмотку индуктора R и вызывает прохождение разряда через трубку T. Как я указывал в п. 55, в L' можно полностью избавиться от искры при размыкании, если пользоваться конденсатором K с большой емкостью. Я смог таким путем добиться

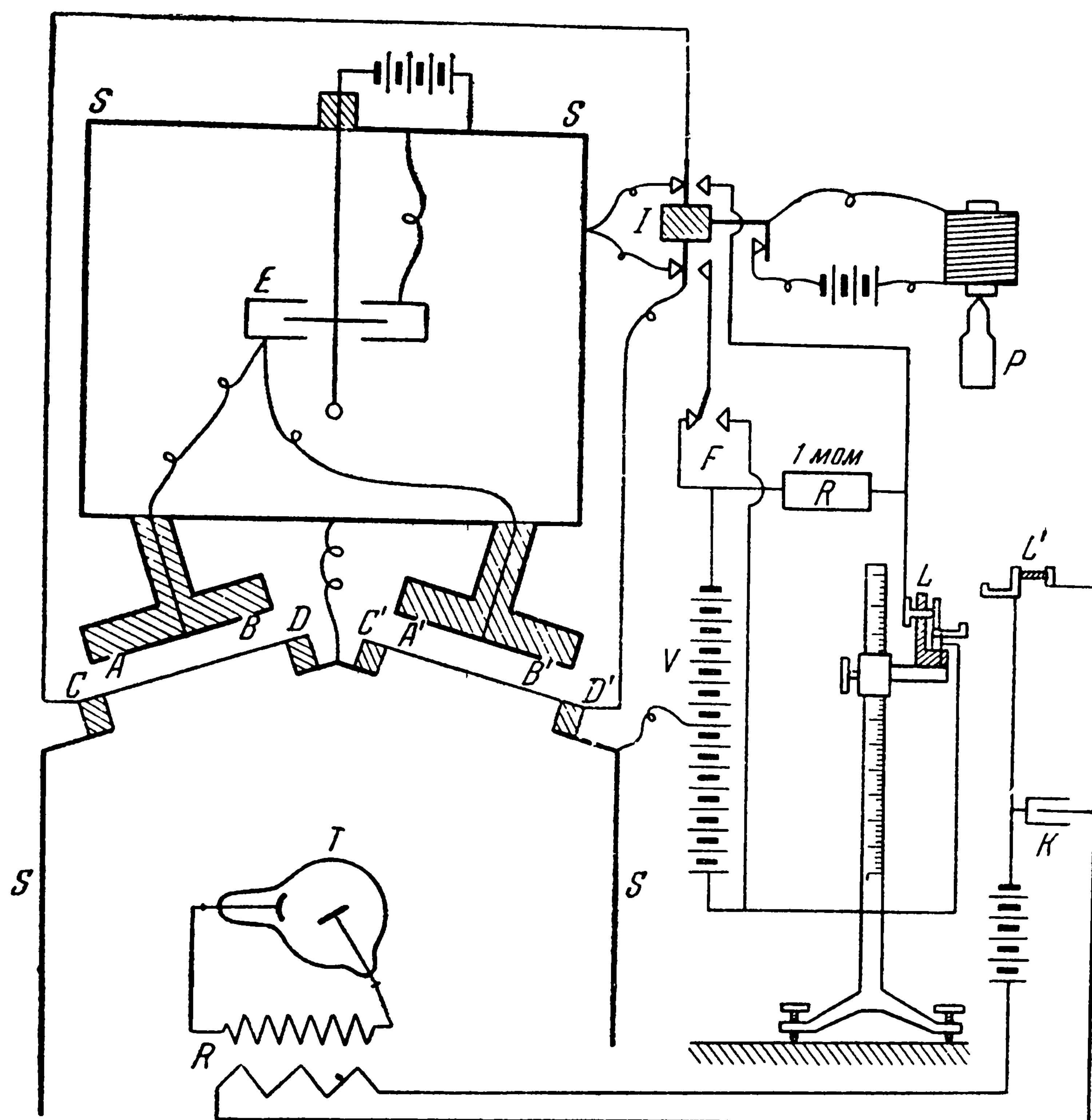


Рис. 33

значительно большего постоянства интенсивности следующих друг за другом разрядов.

Падая, P встречает также и укрепленный на стержне катетометра подвижный рычаг L, с помощью которого через различные времена t после прохождения радиации производят обращение поля в $ABCD$. Так как L' остается закрепленным, и о его положении относительно L заботиться не приходится, то для определения точек O, n и p до-

статочно, пользуясь указанными в предыдущем параграфе нулевыми методами, найти на катетометре положения L, задающие изломы M, N и P' (рис. 32).

Если h_0, h_2, h_1— расстояния, пройденные P до встречи ее с L в этих трех положениях, то

$$On = t_2 = \sqrt{\frac{2h_2}{g}} - \sqrt{\frac{2h_0}{g}}, \qquad k_2 = \frac{d^2}{Vt_2},$$

$$Op = t_1 = \sqrt{\frac{2h_1}{g}} - \sqrt{\frac{2h_0}{g}}, \qquad k_1 = \frac{d^2}{Vt_1}.$$

Точность измерений t_1 и t_2 зависит от разностей $h_1 - h_0$ и $h_2 - h_0$, непосредственно отсчитываемых на катетометре со всей требуемой прецизионностью. Расстояние от исходного положения P до любого начального положения L не нуждается в таком точном определении и измерялось непосредственно линейкой. Впрочем я варьировал это расстояние в довольно широких пределах, в соответствии с величинами подлежащих измерению промежутков времени, потребных для варьирования скорости, приобретаемой гирей P при достижении ею области, куда перемещается L.

Измерявшиеся времена варьировали между $\frac{1}{200}$ и $\frac{1}{10}$ *сек*: при высоте падения в 50 *см* P приобретает скорость около 3 *м/сек*, т. е. L перемещается за $\frac{1}{10\,000}$ *сек* на расстояние $\frac{1}{3}$ *мм*, прекрасно ощущаемое катетометром.

Гиря P, весящая около 250 *г*, была сделана из мягкой стали; ее нижнее основание было плоским, а верхушка ее имела форму острого конуса, острие которого входило в небольшое коническое углубление в нижнем основании якоря электромагнита. Такое устройство позволяло каждый раз возвращать P в одно и то же начальное положение, подобранное так, чтобы гиря при ее падении по возможности более легко ударялась о рычаги L и L'. После падения гиря P попадала в прочный полотняный карман, укрепленный на отдельной подставке и не изображенный на рисунке.

83. Рычаги-прерыватели. Рычаги L и L' аналогичны тем, которые употреблял Уэбстер[1] в его прямых измерениях периода электрических колебаний. Один из них изображен на рис. 34. Рычаг L представляет собой поворачивающийся остриями стальной угольник, на котором в M укреплен маленький платиновый контакт, опирающийся об аналогичный контакт, помещающийся на кончике железного винта ST. Этот винт намагничивается маленьким электромагнитом N, находящимся на некотором расстоянии; положение этого магнита подбирают с таким расчетом, чтобы притяжение между T и M чуть-чуть превосходило силу, необходимую для уравновешивания действия силы тяжести, стремящейся покачнуть L; при этих условиях достаточно минимального усилия, чтобы осуществить прерывание.

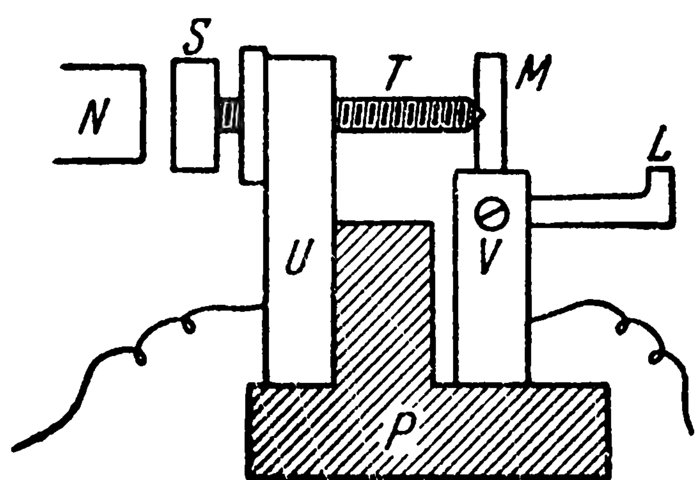


Рис. 34

Эбонитовая подставка P изолирует обе медных стойки U и V, соединенные проволоками с внешним контуром.

84. Обращение поля. Теперь мы увидим, как переключатель, изображенный в I (рис. 33), позволяет одновременно производить ряд различных операций, связанных с определением каждой точки на экспериментальных кривых. В исходном положении, изображенном на рис. 33 (на котором схема соответствует определению излома P' (рис. 32)), I поддерживает CD и $C'D'$ при нулевом потенциале (потенциал кожуха S). Перемещение I слева направо заставляет упасть гирю P и одновременно создает в $ABCD$ и $A'B'C'D'$ противоположно направленные поля, присоединяя CD через L к положительному полюсу батареи аккумуляторов V. Эта последняя, средняя точка которой присоединена к кожуху S, замкнута на большое сопротивление R, меняющееся, в зависимости от значения V, от 100 000 *ом* до 1 *Мом*.

[1] Webster. Phys. Rev., t. VI, 1898, p. 297.

В момент удара P об L цепь VLR размыкается, и, таким образом, CD оказывается присоединенным через посредство R к другому полюсу батареи V, так что потенциал CD изменится с $+V$ на $-V$. Если сопротивление R лишено самоиндукции и если емкость цепи RCD равна C, то, как известно, потенциал, приобретенный CD с момента прерывания тока в L, можно представить выражением

$$v = V\,[2e^{-t/CR} - 1];$$

v изменит знак при

$$e^{-t/RC} = \frac{1}{2},$$

т. е. при значении t, меньшем CR.

Следовательно, CR представляет собой верхний предел времени, необходимого для того, чтобы после удара P об L осуществить в $ABCD$ изменение знака поля.

Непосредственные измерения емкости C всегда дают значения, близкие к 300 электростатическим единицам; для R = 100 000 *ом* или

$$\frac{10^5 \cdot 10^9}{9 \cdot 10^{20}} \text{ электростатических единиц,}$$

имеем

$$CR = \frac{300 \cdot 10^{14}}{9 \cdot 10^{20}} = 3 \cdot 10^{-5} \textit{ сек.}$$

Это время ничтожно мало по сравнению с теми промежутками времени, которые мне приходилось измерять; следовательно, можно считать, что обращение поля происходит мгновенно. Конечная длительность этого обращения, подобно диффузии, вызвала бы сглаживание изломов, без заметного изменения соответственного положения трех точек O, n, p.

85. Использование электрометра. В момент создания полей в $ABCD$ и $A'B'C'D'$, точно так же, как и в момент обращения поля в $ABCD$, электрическая индукция в AB и $A'B'$ стремится вызвать значительные отклонения электрометра, ибо количества σ, наведенные в AB или $A'B'$, велики по отношению к количествам Q_0, освобожденным при ионизации и подлежащим из-

мерению. Однако это обстоятельство все же не мешает измерениям: период колебания электрометра настолько велик (около 15 *сек*), что он не успевает отклониться сколько-нибудь заметно за время между созданием или обращением поля и моментом, когда, после закончившегося падения P, рычажок (прерыватель) I быстро возвращается в исходное положение, снова приводя CD и $C'D'$ к нулевому потенциалу. Окончательное изменение потенциала электрометра, присоединенного к AB и $A'B'$, вызывается только зарядами, осевшими на двух пластинках, ограничивающих газовый промежуток. Импульс, испытываемый электрометром, заставляет его колебаться вокруг его окончательного положения равновесия, а это последнее отсчитывается по двум последовательным элонгациям, никогда не выходящим за пределы шкалы. Импульсы, испытываемые электрометром во время действия рычажка, никоим образом не влияют на окончательное положение равновесия и только изменяют амплитуду колебаний вокруг него.

Вот, например, результат нескольких последовательных измерений, проделанных для определения одной и той же точки, при различных отклонениях ε_1, ε_2, варьирующих в зависимости от длительности действия рычажка. Определяемое отсюда положение равновесия δ остается достаточно постоянным.

ε_1	ε_2	$\delta = \dfrac{\varepsilon_2 + m\,\varepsilon_1}{1+m}$
145,0	365,5	306,5
87,0	413,0	305,0
163,5	376,5	306,0

86. Ход эксперимента. Прежде всего подбирают такое положение трубки Крукса, чтобы в обоих аппаратах получалась вполне идентичная ионизация.

Положение рычага L подбирают так, чтобы t было очень велико, и, следовательно, обращение поля произошло после того, как все ионы соберутся в $ABCD$; при схеме, подобной изображенной на рис. 33, падение гири должно вызывать только колебание электрометра вокруг его начального положения равновесия.

Определение p. Если, например, речь идет об определении p по участку кривой II (рис. 32) вблизи излома P', то приходится провести следующие операции:

1°. Электрометр, вначале бывший в соединении с кожухом, изолируют с помощью рычажка I (рис. 33);

2°. Включают ток через первичную обмотку индуктора R;

3°. Размыкая цепь электромагнита, вызывают падение гири P;

4°. CD соединяют с положительным, $C'D'$— с отрицательным полюсом батареи V. Рычажок I устанавливают так, чтобы при его перемещении одновременно осуществлялись операции 2°—4°.

5°. P сталкивается с L' и вызывает прохождение радиации.

6°. P сталкивается с L и обращает поле в $ABCD$. В результате электрометр испытывает импульс, который не успевает вывести зайчик за шкалу, до того как рычажок снова возвращается в исходное положение.

7°. Как только будет услышан звук падения гири P в предназначенный для этого мешок, рычажок переводят в исходное положение. К этому моменту ионы, созданные в газе, успевают полностью осесть на AB или $A'B'$. Электрометр колеблется вокруг своего окончательного положения равновесия, и приходится произвести только отсчет двух первых отклонений.

Эти операции повторяют для каждого положения рычага L. Если сначала он был помещен очень низко, его постепенно поднимают выше, и, наконец, достигают положения, при котором электрометр начинает давать постоянное отклонение: это значит, что мы перешли через излом P' и теперь для получения точного значения требуется только определить отклонения для нескольких положений L, смещенных по обе стороны от этого положения.

О п р е д е л е н и е O. Достаточно, изменяя соединение bF (рис. 33), изменить направление поля в $A'B'C'D'$, поднять L выше L', а затем, опуская L, определить такое его положение, при котором электрометр начнет давать постоянное отклонение. n определяют точно так же, как p, изменяя первоначальное направление поля в $ABCD$.

87. Результаты. До сих пор целью моих опытов, проведенных с помощью описанной методики, было использование этой методики для того, чтобы шаг за шагом проследить за перемещением ионов в поле после прохождения радиации и убедиться в точном соответствии хода полученных кривых с предсказанным на основании ионной теории.

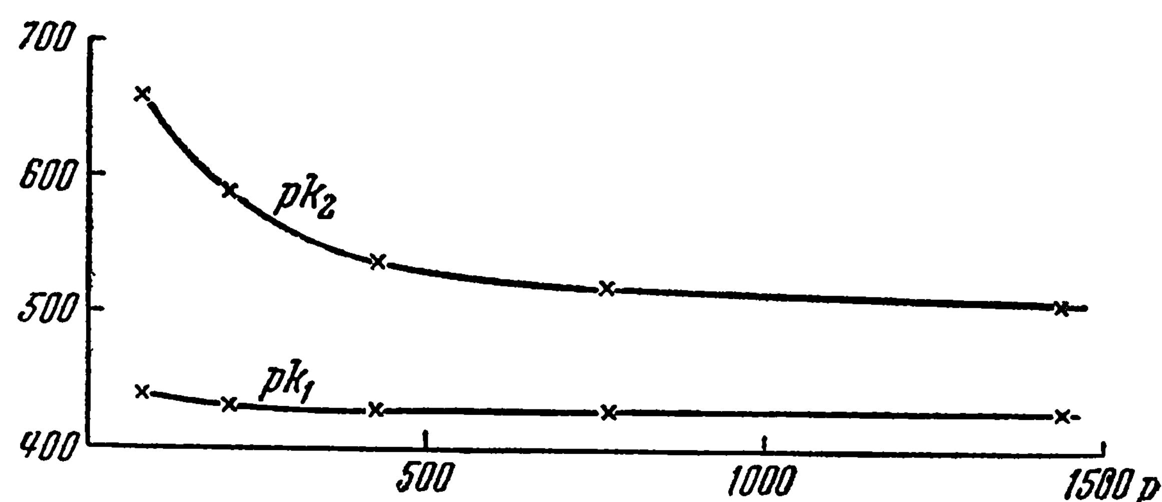


Рис. 35

Эту методику можно с таким же успехом использовать и для определения абсолютных значений подвижностей, с точностью, по моему мнению, превосходящей точность других методов, описанных выше.

Применение моего метода возможно только, если время ионизации газа очень мало по сравнению с длительностью перемещения ионов: таким образом, им, по-видимому, можно пользоваться только при ионизации рентгеновыми лучами, создаваемыми при одном единичном разряде через трубку Крукса.

88. Влияние давления. Я измерил подвижность в сухом воздухе при давлении между 7,5 и 143 *мм* рт. ст. Средние результаты графически изображаются кривыми (рис. 35), где по абсциссе отложены давления p, а по ординате — произведения pk_1 и pk_2.

Полученные значения действительно подтверждают, что для положительных ионов подвижность обратно пропорциональна давлению, с легкой тенденцией к увеличению подвижности при малых давлениях. Эта тенденция гораздо более резко выражена в случае отрицательных ионов.

p	k_1	$\frac{pk_1}{76}$	p	k_2	$\frac{pk_2}{76}$
7,5	4 430	437	7,5	6 560	647
20,0	1 634	430	20,0	2 204	580
41,5	782	427	41,5	994	530
76,0	420	420	76,0	510	510
143,5	225	425	142,0	270	505

Посмотрим, каково с теоретической точки зрения значение закономерности

$$pk = \text{const}.$$

Если предположить, что размеры молекулярных агломератов, с нашей точки зрения, представляющих собой ионы, не зависят от давления и являются только функцией температуры, то то же самое будет относиться и к скорости их теплового движения u; поэтому их средний путь λ, обратно пропорциональный числу молекул в единице объема газа, будет изменяться обратно пропорционально давлению: также будет изменяться и произведение $\lambda\, u$, а следовательно, и коэффициент диффузии, или подвижность.

Экспериментальная проверка показала, что, по крайней мере, для положительных ионов величину их следует полагать не зависящей от давления в широких пределах. Величина отрицательных ионов, при понижении давления значительно ниже атмосферного, испытывает, по-видимому, более сильные изменения: это обстоятельство следует сопоставить с наблюдающейся в разреженных газах очень большой подвижностью корпускул, служащих центрами образования отрицательных ионов.

Вот данные, полученные мною для воздуха и для углекислого газа и, для сравнения, данные Зелены:

	Воздух			CO_2		
	k_1	k_2	k_2/k_1	k_1	k_2	k_2/k_1
Прямой метод (Ланжевен) . . .	420	510	1,22	257	270	1,05
Метод струи газа (Зелены) . . .	408	561	1,375	228	243	1,07

В то время как в воздухе для положительных ионов эти данные хорошо согласуются между собой, для отрицательных ионов наблюдается довольно большое расхождение. Возможно, что подвижность отрицательных ионов, очень чувствительная к присутствию паров воды, претерпевает заметные изменения и в присутствии других загрязнений, даже если количества их очень незначительны. Я предполагаю в дальнейшем повторить определение подвижности ионов с помощью прямого метода в газах, доведенных до возможно более высокой степени чистоты.

89. Выводы. Новые результаты, полученные мною в этой работе, можно резюмировать следующим образом:

1°. Я придумал новый метод одновременной проверки двух основных законов, касающихся ионизированных газов: закона о среднем перемещении ионов в электрическом поле, в котором фигурируют подвижности k_1 и k_2, и закона рекомбинации ионов противоположных знаков, в котором фигурирует *коэффициент рекомбинации* α.

Этот метод состоит в измерении, при возможно более широком варьировании условий, отношения

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi (k_1 + k_2)}$$

и в проверке его постоянства. *Очень большим преимуществом этого метода является его независимость от начального распределения ионизации в газе.*

2°. При экспериментальном осуществлении этого метода мне удалось настолько повысить чувствительность электрометрических измерений, что я мог каждый раз ограничиваться использованием рентгеновых лучей, получающихся при *одном единичном* разряде через трубку Крукса. Использование этого дифференциального метода позволяет, таким образом, *полностью* исключить влияние неизбежных колебаний интенсивности рентгеновых лучей. Кроме того, поскольку отношение ε является числом, я мог избежать, при его определении, всяческих абсолютных измерений и измерять только отношения.

3°. Мне удалось получить новое подтверждение ионной теории, определив важное теоретическое значение числа ε, представляющего собой *отношение числа рекомбинаций к числу столкновений между ионами противоположных знаков*. В соответствии с этим результатом, опыты показали, что ε всегда остается меньше единицы и тем более приближается к единице, чем меньше подвижность ионов.

Опыты были проделаны в воздухе и в углекислом газе, при давлениях между 0,2 и 5 *атм*.

4°. Использование единичного разряда через трубку Крукса, производящего практически мгновенную ионизацию в газе, позволило мне шаг за шагом проследить до конца за перемещением ионов обоих знаков под действием поля. Для этого достаточно было изменять направление поля на обратное через различные промежутки времени после прекращения ионизации. Экспериментальные результаты оказались в полном согласии с теоретическими предсказаниями.

5°. Отсюда получается легкий метод измерения подвижностей k_1 и k_2.

Я применил этот метод к воздуху при различных давлениях и к углекислому газу. Мне кажется, что этот метод точнее всех других, употреблявшихся до сих пор при измерениях подвижностей.

Преимуществом этого метода, в частности, является возможность исключить начальное распределение ионов, непосредственно измерять время, затрачиваемое ионами на прохождение известного расстояния и, наконец, ограничиваться при измерениях небольшой массой газа, остающейся неподвижной, температуру и давление которой можно варьировать в желаемых пределах.

Основной целью моей работы было получить новые экспериментальные подтверждения ионной теории. Я предполагаю в дальнейшем применить описанные здесь методы к различным газам при широком варьировании температур и давлений.

Особенно интересным представляется мне варьирование температуры и определение ее влияния на молекулярные агломераты, из которых состоят ионы в проводящих газах.

О вторичных рентгеновых лучах

90. В этой заметке я намерен вкратце изложить основные результаты работы, начатой мною в октябре 1897 г. в Кевендишской лаборатории в Кембридже. Это исследование с самого начала привело меня к заключению о существовании вторичных лучей, вызываемых рентгеновыми лучами; одновременно Саньяк совершенно другим путем пришел к тем же выводам.

Я остановлюсь здесь только на тех пунктах, в которых мои исследования отличались от исследований Саньяка, а также и на результатах, способных в известном отношении дополнить результаты его важных работ.

Пользуясь исключительно ионизационными явлениями, вызываемыми излучениями, я детально изучил влияние металла, освещаемого рентгеновыми лучами, на количество электричества, освобождаемое в газе. Подобное влияние металла, описанное Бенуа и Гурмузеску [1], Перрен [2] объясняет чисто поверхностным эффектом, локализованным в переходном слое от металла к газу.

Чтобы изучить природу этого «влияния металла», я исследовал, как изменяется с расстоянием количество электричества, освобождаемое между двумя параллельными пластинками при прохождении перпендикулярно к ним пучка рентгеновых лучей.

Если AB (рис. 36) — тонкая проводящая пластинка, через которую проходят лучи PP', а CD — параллельная ей металлическая пластинка, присоединенная к электрометру, то, как легко показать на опыте, количество электричества, освобожденное в газе, зависит от природы металла, из которого состоит CD.

Так, например, замена алюминия свинцом вызывает значительное возрастание этого количества, и, если причина наблюдаемого эффекта локализована в переходном слое от металла к газу, *это*

---

[1] L. Benoist et Hurmuzescu. Comptes rendus, t. CXXII, 1896, p. 779.

[2] J. Perrin. Ann. de Chim. et Phys., 7-e sér., t. XI, 1897, p. 496.

возрастание должно было бы быть независимым от расстояния между пластинками AB и CD; между тем, опыт показывает, что это не так: возрастание количества электричества уменьшается с уменьшением расстояния и стремится к нулю одновременно с ним.

Таким образом, действие облученного металла проявляется на расстоянии, и при том так, как если бы он испускал, под влиянием падающих на него первичных лучей PP', вторичное излучение, тоже обладающее способностью ионизировать газ, через который оно проходит.

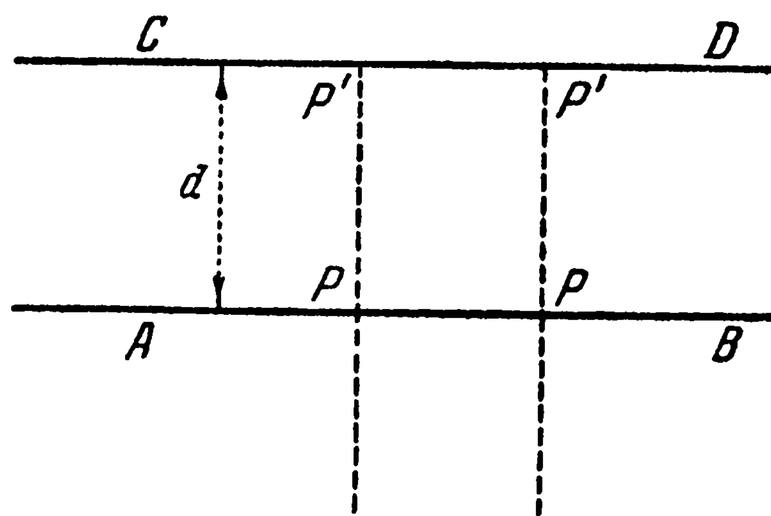


Рис. 36

Полное количество электричества, освобожденное между AB и CD, складывается из трех частей, если пренебречь действием возможных третичных лучей: первая часть возникает за счет первичных лучей и, ввиду слабого поглощения этих лучей, практически пропорциональна расстоянию между пластинками, не превышающему нескольких сантиметров; две другие части возникают за счет вторичных лучей, испускаемых верхней поверхностью AB и нижней поверхностью CD; при идентичности этих пластинок оба эти эффекта оказываются равными.

Чтобы четко отделить эффект, соответствующий первичным лучам, я прежде всего постарался выбрать такие проводящие пластинки, при которых вторичный эффект сводится к минимуму; алюминиевые пластинки, достаточно толстые, чтобы не прогибаться, дают еще очень заметный эффект.

Листочек алюминиевой фольги с достаточно большой поверхностью трудно поддерживать плоским; если же подложить под него плотно прилегающую к нему металлическую пластинку, то не удается полностью устранить *вторичный эффект от подстилающего металла*.

По мере утолщения слоя алюминия этот эффект подложки постепенно ослабляется и в конце концов остается только то его значение, которое соответствует алюминию. Это проникновение вторичного эффекта сквозь толщу металла послужило для меня в начале работы вторым экспериментальным доводом в пользу существования вторичной радиации.

Минимальный вторичный эффект получался у меня от натянутых тонких листов бумаги, обладающих вполне достаточной проводимостью.

Пользуясь бумажными пластинками, можно показать, что в присутствии достаточно сильного поля в газе количество электричества, собранное на CD, практически пропорционально расстоянию d, как это показывает кривая I (рис. 37). Правда, вблизи начала координат на этой кривой проявляется слабый вторичный эффект, но далее идет прямолинейный участок, соответствующий только первичному эффекту, графически изображенному параллельной прямой, проходящей через начало координат.

Остальные кривые представляют собой эффекты, полученные при замене пластинки CD различными металлическими пластинками. Вычитая первичный эффект, получаем кривые нижнего графика, соответствующие одному только вторичному эффекту.

91. Методика и измерительные приборы. Чтобы по возможности исключить влияние непостоянства работы трубок, генерирующих рентгеновы лучи, я всегда пользовался методом равновесия, компенсируя измеряемый эффект действием другого разряда противоположного направления, интенсивность которого можно было по желанию варьировать наперед заданным образом и который вызывался другим пучком лучей, испускаемым той же самой трубкой. Это очень облегчало измерения, но надо отметить, что равновесие оказывалось полностью независящим от колебаний трубки только тогда, когда оба эти противоположно направленные разряды получались при абсолютно идентичных условиях (п. 54); без этого равновесие нарушалось при изменении проникающей способности, т. е. *жесткости* первичных лучей. Действительно, в даль-

нейшем мы увидим, что подобные изменения влекут за собой *сильные колебания отношения первичного эффекта ко вторичному* (п. 92) и равновесие нарушается, если отношение это не одно и то же для

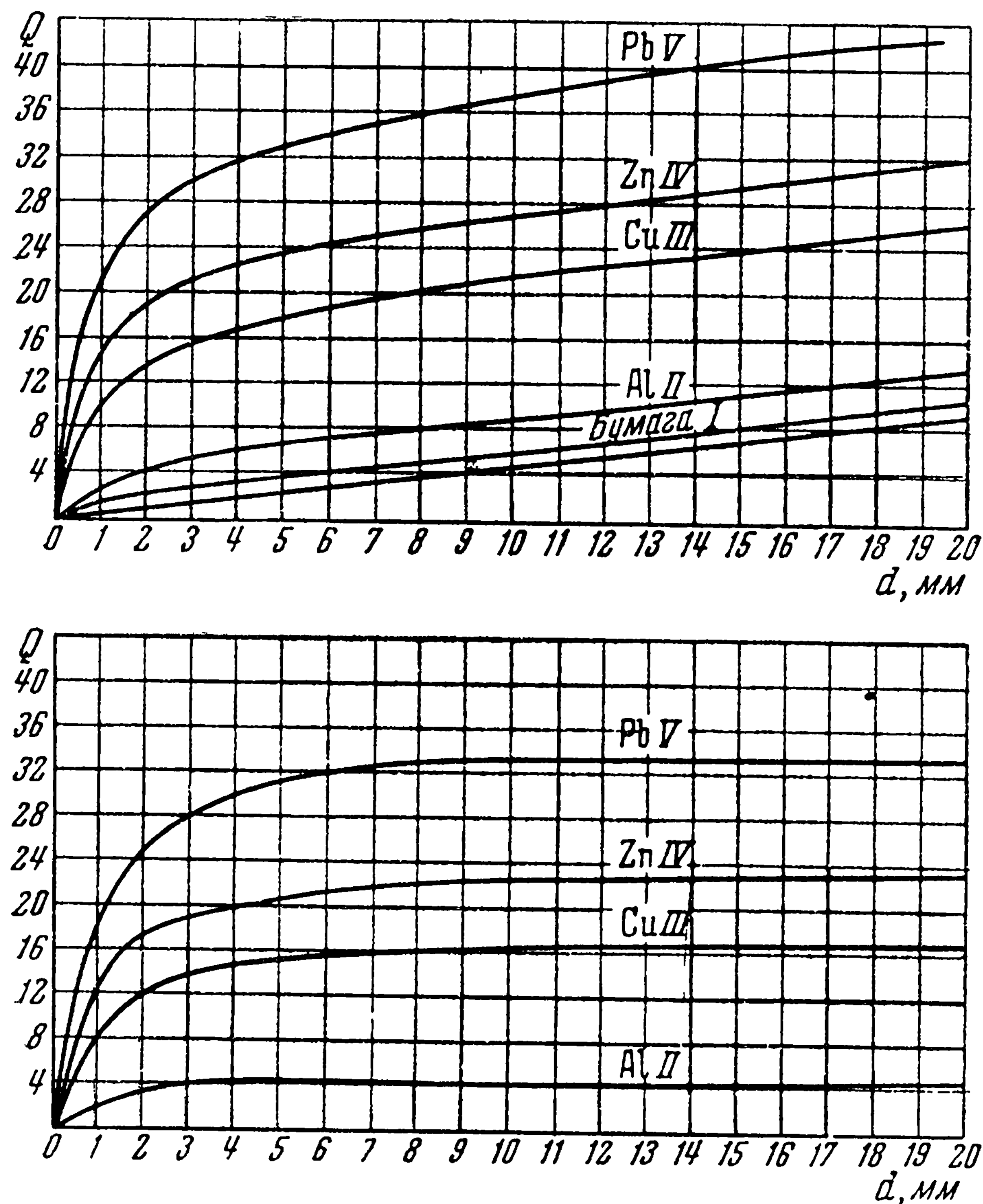


Рис. 37

обоих разрядов. Впрочем проникающая способность лучей, испускаемых трубкой Крукса, остается более или менее постоянной в течение большей части ее существования, и тогда компенсационный метод полностью исключает колебания интенсивности.

Другим, чрезвычайно ценным преимуществом этой компенсационной методики является то, что она избавляет от необходимости рассчитывать емкость изолированной системы, собирающей заряды, непрерывно изменявшейся в наших исследованиях с изменением расстояния между пластинками AB и CD.

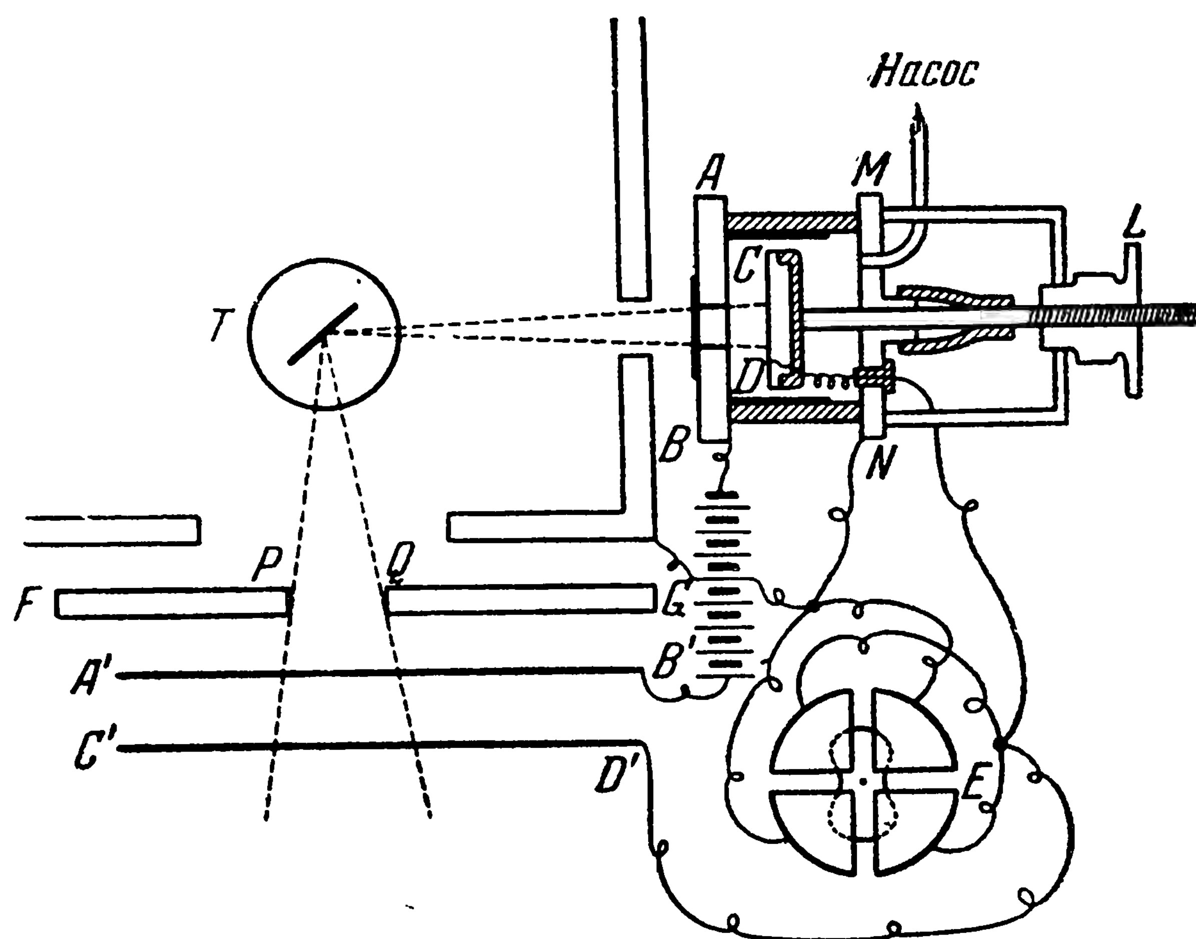


Рис. 38

Экспериментальная установка изображена на рис. 38. Сосуд $ABMN$, в котором проходил изучавшийся разряд, закрывался латунной пластинкой AB, снабженной центральным отверстием, ограничивающим пучок лучей, испускаемых трубкой Крукса T. Это отверстие снаружи закрывалось тонкой алюминиевой пластинкой, способной держать вакуум и обклеенной по краям и изнутри тонким листком бумаги, служащим для ограничения поля, создаваемого между AB и CD.

Боковой поверхностью сосуда служил стеклянный цилиндр, выложенный изнутри на некотором участке алюминиевой фольгой, электрически соединенной с электрометром; основания цилиндра

были с помощью замазки укреплены на AB и на пластинке MN, несущей гайку L. С помощью этой гайки можно было варьировать расстояние, перемещая снабженный нарезкой конец стержня, несущего пластинку CD, вставленную в эбонитовую подставку, в которую можно было вкладывать пластинки из различных металлов. Расстояние d можно было варьировать от 0 до 2 *см*. Резиновая трубка, надетая на стержень, зажимала конец патрубка, несущего MN и могущего скользить вдоль стержня, и обеспечивала непроницаемость сосуд. Отросток, идущий от MN к насосу, служил для варьирования давления и введения в сосуд различных газов.

CD была соединена с электрометром с помощью провода, проходящего через эбонитовую пробку, приклеенную замазкой к MN. Та же пара квадрантов электрометра сообщалась и с пластинкой $C'D'$ компенсационного прибора.

Чтобы получить в этом последнем разряды, изменяющиеся по желанию в заданном отношении, я варьировал отверстие PQ, через которое проходил пучок лучей, вызывающий этот разряд. Толстые салазки F и G, градуированные и движущиеся вдоль желоба, позволяли варьировать PQ и получить калибровочную кривую, определяя для различных положений F величину отверстия, необходимую для компенсации одного и того же разряда в $ABCD$. Оставляя затем F фиксированным, нетрудно было вывести относительные значения разрядов, получаемых при различных положениях G. Для этого салазки G, снабженные винтом, медленно передвигались так, чтобы можно было делать отсчеты, пока электрометр не оказывался в положении равновесия.

Как показала калибровка, вызванные таким образом разряды были практически пропорциональны длине PQ; при этом всегда делались необходимые поправки.

Если Q_1— количество, освобожденное в газе, то, как мы видели выше (гл. III), в конечном поле, из-за наличия рекомбинации, может быть собрано лишь меньшее количество Q. В настоящем исследовании мы будем иметь дело только с отношениями зарядов, и резуль-

таты не изменятся, если Q будет некоторой постоянной долей от Q_0, по возможности более близкой к единице.

Я старался по возможности точнее выполнить это условие, используя результат п. 49, т. е. ионизируя газ путем разрядов через трубку Крукса, проскакивающих настолько редко, что ионы, освобожденные одним разрядом, успевали быть полностью собранными до прохождения следующего разряда. Для этого первичная обмотка индуктора питалась через ртутный прерыватель, дающий всего 4 или 5 прерываний в секунду.

При этих условиях имеет место соотношение, выведенное в п. 49, которое можно писать в виде

$$\frac{Q}{Q_0} = f\left(\frac{Q}{\sigma}\right).$$

Следовательно, чтобы обеспечить постоянство Q/Q_0, достаточно было держать поле между AB и CD практически пропорциональным собранному количеству Q. Впрочем, разница между Q_0 и Q при достаточно сильном поле может быть сделана чрезвычайно малой.

92. Поглощение вторичных лучей. Кривые рис. 37 показывают, что скорость поглощения газом вторичных лучей, возникающих при одном и том же первичном излучении, сильно варьирует в зависимости от природы металла. Она значительно больше для свинца, чем для алюминия, цинка или меди. *Проникающая способность вторичных лучей оказывается тем больше, чем меньше плотность облученного вещества.*

Впрочем, природа этих вторичных лучей достаточно сложна, ибо поглощение их газом *не следует экспоненциальному закону*, как мне удалось показать путем довольно длинных вычислений, в подробности которых я здесь входить не буду. Поглощение значительно быстрее происходит в первых миллиметрах газа. Как и сами первичные лучи, вторичные лучи тоже, по-видимому, заключали в себе компоненты, обладающие различной проникающей способностью.

К тому же проникающая способность вторичных лучей совершенно четко возрастает с проникающей способностью генерировавших их первичных лучей.

В следующей таблице, относящейся к меди, эта проникающая способность измеряется отношением S — количества электричества, освобожденного вторичными лучами в первых двадцати миллиметрах, к количеству S_1, освобожденному ими в первом миллиметре.

Одновременно с увеличением проникающей способности возрастает и относительное значение вторичного эффекта, измеряемое отношением количества электричества S, возникшего за счет вторичных лучей, к количеству P, освобожденному первичными лучами на длине в 1 *см*.

Приведенные числа, относящиеся к меди, соответствуют первичным лучам с возрастающей проникающей способностью:

$\frac{S}{S_1}$	$\frac{S}{P}$
1,60	1,67
1,80	3,30
3,20	4,40

93. *Влияние давления.* Установленный выше экспериментальный факт, что проникающая способность вторичных лучей варьирует параллельно с этой же способностью первичных лучей, уже позволяет предположить, что природа этих двух радиаций аналогична.

Влияние, оказываемое на них давлением, может служить подтверждением такого предположения.

Как и первичные лучи, вторичные лучи тоже производят ионизацию, в точности пропорциональную давлению газа.

Употребление листков бумаги позволило мне прежде всего подтвердить для первичных лучей закон, открытый Перреном. Чтобы распространить этот закон на вторичные лучи, *не изучая точной зависимости их поглощения от расстояния, достаточно показать, что собранное количество электричества остается постоянным, если расстояния между пластинками изменяются обратно пропорционально давлению.*

При уменьшении давления для поглощения той же доли излучения необходимо увеличить расстояние в том же отношении.

Такая проверка может быть проведена с очень большой точностью, как это показывает следующая таблица. В первом столбце содержатся количества, собранные на одном и том же расстоянии d_0 (2 *см*) при различных давлениях p; во втором столбце — количества, собранные при давлении p_0 на различных расстояниях d, подобранных так, что $\frac{d}{d_0} = \frac{p}{p_0}$.

p, *мм*	$Q(p, d_0)$	$Q(p_0 d)$
70	11,1	11,2
300	16,0	16,4
395	17,0	17,1
530	17,4	17,5
760	18,2	18,2

Следовательно, собранное количество Q является только функцией pd, т. е. произведения расстояния между пластинками на давление газа.

94. Энергия, необходимая для ионизации. Кривая, относящаяся к свинцу (рис. 37), показывает, что этот металл в воздухе при атмосферном давлении практически полностью поглощает вторичные лучи на расстоянии 2 *см*.

Следовательно, ионизация, произведенная на этом расстоянии вторичными лучами, представляет собой всю сумму ионов, которые могут быть диссоциированы энергией, излучаемой поверхностью металла. В других газах, в которых тоже имеет место полное поглощение, наблюдаются несколько иные значения полной ионизации, произведенной тем же количеством излученной энергии.

Замечательно то, что изменения этой ионизации при переходе от одного газа к другому относительно очень невелики, так как энергия в форме рентгеновых лучей, необходимая для разделения ионов противоположных знаков, мало зависит от природы газа. Вот несколько цифр:

Газ	Q
Водород	19
Воздух	21,6
Светильный газ	23
Углекислый газ	23,2
Сероводород	30

Этот результат покажется менее удивительным, если вспомнить (п. 34), что ионизация совершенно не зависит ни от химической агломерации газа, через который проходят лучи, ни от большей или меньшей устойчивости химических молекул. Полученный результат, по-видимому, показывает, что атомы, присутствующие в изученных газах, мало отличаются друг от друга с точки зрения энергии, необходимой для их корпускулярной диссоциации (п. 34).

Чисто атомарный характер действия рентгеновых лучей и их вторичных лучей подтверждается наблюдением, что такие свойства вторичных лучей, как интенсивность и проникающая способность, зависят только от природы атомов, содержащихся в облученном веществе, а никак не от их химического сочетания.

Карбонат свинца и сурик, даже в форме тонких слоев, дают очень интенсивные и очень поглощаемые вторичные лучи, характерные для свинца. Присутствие тонкого слоя свинцовых белил на цинковой пластинке достаточно, чтобы вызвать значительное усиление вторичной радиации.

Все обнаруженные нами свойства вторичных лучей, по-видимому, хорошо согласуются с теорией,развитой Стоксом и Дж. Дж. Томсоном. Эта теория рассматривает рентгеновы лучи, как электромагнитные пульсации, возникающие в момент удара катодных корпускул об антикатод, благодаря дальнейшему распространению «следа», сопровождающего каждую из этих корпускул. Проникающая способность рентгеновых лучей, по этой теории, должна быть тем больше, чем внезапнее произошла эта пульсация и чем меньшее пространство она занимает в эфире, т. е. эта проникающая способность возрастает с увеличением скорости катодных лучей.

Сталкиваясь с атомами, пульсации могут, благодаря своей электрической силе, вызвать корпускулярную диссоциацию, в свою оче-

редь сопровождающуюся эмиссией вторичной пульсации, возникающей в результате столкновений, испытываемых диссоциированными корпускулами, т. е. катодными лучами в собственном смысле слова.

Именно эти пульсации, аналогичные рентгеновым лучам, но менее проникающие, и представляют собой вторичные лучи. И действительно, мы убедились выше, что их проникающая способность возрастает с этой же способностью первичных лучей

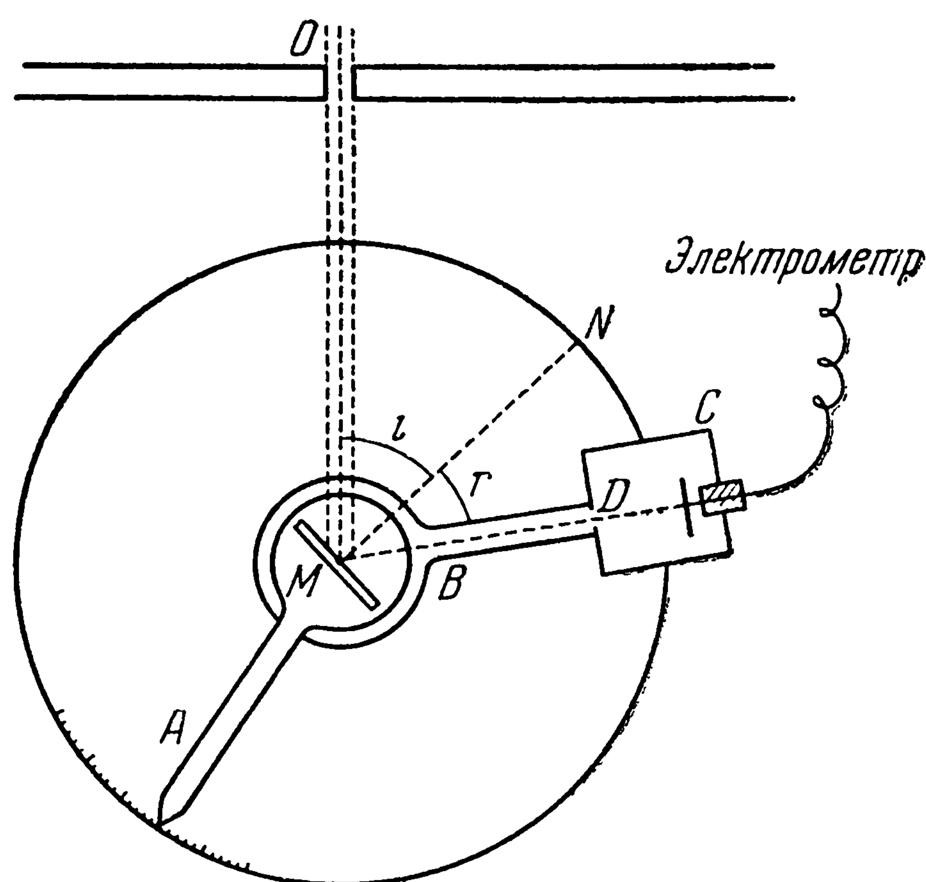


Рис. 39

95. **Закон испускания вторичных лучей.** Наконец, последняя аналогия между этими двумя типами излучения была получена мною при изучении законов испускания. Известно, что задняя поверхность антикатода, бомбардируемая катодными лучами, испускает рентгеновы лучи равномерно во всех направлениях. Гипотеза, что каждый элемент объема, на который падают рентгеновы лучи, тоже испускает одинаково интенсивные по всем направлениям вторичные лучи, очень хорошо объясняет полученные мною результаты.

Для проверки этой гипотезы была использована следующая установка: горизонтальный круг с делениями несет две алидады (рис. 39); одна из них — A — позволяет изменять положение вертикального стального зеркала M относительно узкого пучка рентгеновых лучей, выходящего из отверстия O. Вторичные лучи, испускаемые в направлении MD, входят в отверстие D в металлической коробке C, несущей алидаду B. Ионы, освобожденные этими вторичными лучами внутри C, благодаря наличию поля между стенками C и изолированным электродом, соединенным с электрометром, собираются на этом

электроде. Относительные значения собранного заряда определяются компенсационным методом, аналогичным описанному выше.

При постоянном расстоянии между C и M можно таким образом изучать изменения вторичной радиации в зависимости от угла падения i первичных лучей на зеркало и от угла r — испускания вторичных лучей. Малость наблюдаемых эффектов требует чрезвычайно тонких измерений, тем более, что для увеличения интенсивности приходится сильно перегружать трубку Крукса, питаемую Венельтовым катодом, что вызывает довольно быстрое изменение проникающей способности испускаемых ею лучей.

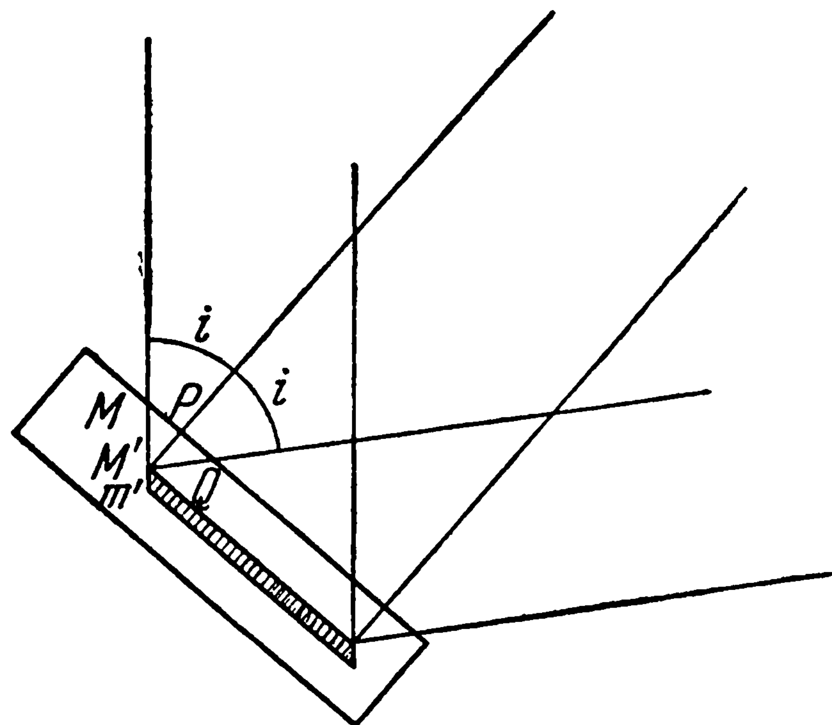


Рис. 40

Тем не менее я, как мне кажется, смог установить следующие три закона.

1°. Для одного и того же пучка первичных лучей вторичная радиация в направлении нормали к M усиливается с возрастанием i.

2°. Интенсивность излучения изменяется симметрично по обе стороны от этой нормали MN.

3°. Интенсивность излучения в направлении правильного отражения ($r = i$) не зависит от i.

Эти результаты легко могут быть выведены из гипотезы об однородности испускания каждого облученного первичными лучами элемента объема.

Каков бы ни был угол падения, первичные лучи претерпевают одно и то же поглощение после пробега одинаковой длины MM' внутри зеркала (рис. 40). Элемент объема металла, соответствующий одному и тому же элементу длины $M'm'$ пучка лучей, тоже обладает величиной, не зависящей от i. Следовательно, он всегда должен испускать одно и то же вторичное излучение. Но это последнее

претерпевает поглощение, изменяющееся в зависимости от толщины металла, через который оно должно пройти, чтобы выйти наружу. Так как эта толщина зависит только от угла, образованного направлением излучения с нормалью к зеркалу, то интенсивность вторичного излучения должна быть симметричной относительно этой нормали; отсюда и получается второй экспериментальный закон.

Толщина металла, через которую проходят лучи в направлении этой нормали, равна $MM' \cos i$; она уменьшается с увеличением i. Следовательно, энергия, исходящая из зеркала в этом направлении, должна возрастать с увеличением i, откуда получается первый закон.

Наконец, в направлении правильного отражения $M'Q$ имеем: $M'Q = MM'$, и поглощение, согласно третьему закону, не зависит от i.

О ЗАКОНЕ РЕКОМБИНАЦИИ ИОНОВ [1]

I. Все свойства газов, сделавшихся проводниками электричества, подтверждают гипотезу о том, что свободные заряды в них переносятся конечным числом наэлектризованных центров или *ионов*, положительных и отрицательных, обладающих все одинаковыми зарядами, по абсолютной величине равными заряду, переносимому одновалентным атомом при электролизе.

Эти ионы участвуют в общем тепловом движении газовых молекул, и среднее перемещение каждого из них, равное нулю в отсутствии внешнего электрического поля, в поле X происходит со скоростью k_1X в направлении линий сил — для положительных ионов и со скоростью k_2X — в обратном направлении для отрицательных ионов. Коэффициенты пропорциональности k_1 и k_2 являются *подвижностями* ионов обоих знаков.

Взаимное притяжение ионов противоположных знаков вызывает продолжающуюся рекомбинацию переносимых ими зарядов.

Если p и n — объемные плотности зарядов, переносимых положительными и отрицательными ионами, рекомбинация следует закону

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -\alpha pn,$$

где α — *коэффициент рекомбинации*, не зависящий от поля, существующего в газе.

Ранее [1] мною было показано, что выражение

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi(k_1 + k_2)}$$

[1] Ann. de Chim. et de Phys., 7-e sér., t. XXVIII, 1903, p. 437.

представляет *собой отношение числа рекомбинаций к числу столкновений между двумя ионами* противоположных знаков. Опыт показывает, что в соответствии с этим значением отношение ε всегда меньше единицы и стремится к этому значению при увеличении давления газа.

II. Изучая более детально с кинетической точки зрения механизм столкновений, я смог показать, что отношение ε при низких давлениях должно *изменяться прямо пропорционально квадрату давления*. Далее я убедился, проверив результаты ранее[1] опубликованных измерений, что они согласуются с этим выводом.

Столкновение в собственном смысле слова между двумя ионами противоположных знаков начинается в тот момент, когда после последнего соударения с нейтральными молекулами газа, оба эти иона могут свободно обращаться один вокруг другого, описывая конические сечения. Положим, что r_0 — их среднее расстояние в момент последнего соударения с нейтральной молекулой; это расстояние одного порядка величины со средней длиной свободного пробега иона и изменяется обратно пропорционально давлению.

Я предполагаю, *что рекомбинация происходит тогда, когда, при их относительном движении, центры обоих ионов в момент перигелия находятся на расстоянии, меньшем некоторой величины* σ. Если, например, рекомбинация имеет место, когда два иона действительно касаются друг друга, то расстояние σ равно сумме радиусов агломератов нейтральных молекул вокруг заряженного центра, представляющих собой ионы.

Отношение числа орбит, удовлетворяющих этому условию, к общему числу столкновений и дает ε.

Если e — заряд иона, W — его средняя кинетическая энергия, зависящая только от температуры, то главный член в выражении для ε при низких давлениях равен

$$m\left(1+\frac{e^2}{\sigma W}\right)\cdot\frac{\sigma^2}{r_0^2}, \qquad (1)$$

[1] Loc. cit., p. 483

где m — числовой коэффициент, близкий к $\frac{1}{2}$, получающийся из кинетической теории. Поскольку единственной величиной, варьирующей с давлением, является r_0, выражение (1) *прямо пропорционально квадрату давления*.

III. Следующая таблица показывает, что экспериментальные значения ε, полученные для воздуха и для углекислого газа, действительно удовлетворяют условию постоянства отношения $\frac{\varepsilon}{p^2}$ при давлениях ниже атмосферного:

Воздух			CO_2		
p, *атм*	ε	$\frac{\varepsilon}{p^2}$	p, *атм*	ε	$\frac{\varepsilon}{p^2}$
0,20	0,01	0,25	0,50	0,13	0,52
0,49	0,06	0,25	0,74	0,27	0,50
1	0,27	0,27	1	0,51	0,51

Еще более замечательно то, что выражение (1) может быть вычислено из молекулярно-кинетических данных, а полученный при этом результат по порядку величины хорошо согласуется с найденным на опыте значением ε.

Заряд иона e близок к $4 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц CGS; отношение W/e известно совершенно точно: действительно, если $\tilde{\omega}$ — давление газа, M — число молекул в единице объема, то по кинетической теории

$$\tilde{\omega} = \frac{2}{3} MW,$$

а законы электролиза дают при обыкновенной температуре

$$1{,}3 \cdot 10^4 \tilde{\omega} = Me,$$

откуда путем деления находим

$$\frac{e}{W} = 0{,}87 \cdot 10^4.$$

Если положить σ равным сумме радиусов обоих ионов, то оно будет порядка 10^{-7}; если r_0 положить равным среднему пути иона,

его значение в воздухе при нормальных условиях будет близко к 10^{-6}. Отсюда для выражения (1), полагая $m = \frac{1}{2}$, получим:

$$\varepsilon = 0{,}20,$$

т. е. число, хорошо согласующееся с экспериментальным значением 0,27.

IV. Сочетая только что полученный закон с законом обратной пропорциональности давлению подвижностей k_1 и k_2, мы приходим к результату, что при давлениях ниже атмосферного *коэффициент рекомбинации* α *прямо пропорционален давлению.*

Этот результат, указанный мною в марте этого года в курсе физики, прочитанном в Коллеж де Франс [1], был использован Нордманом для получения интересных результатов в области космической физики, изложенных им в недавно опубликованной заметке[1].

---

[1] Comptes rendus, t. CXXXVI, 15 juin 1903, p. 1430.



РЕКОМБИНАЦИЯ И ДИФФУЗИЯ ГАЗОВЫХ ИОНОВ [1]

1°. Точное знание законов перемещения и рекомбинации ионов в газе при различных давлениях и температурах имеет чрезвычайно большое значение, в частности для дальнейшего развития теорий искрового разряда, где эти ионы играют основную роль для изучения явлений проводимости горячих газов и пламен и, наконец, для понимания непрерывно возрастающего числа метеорологических явлений, которые оказываются связанными с присутствием ионов в атмосфере.

Наиболее актуальным из этих приложений, пожалуй, является теория искрового пробоя, за последнее время сделавшая такие большие успехи, что Тоунсенд [1] в одной из недавних своих работ, на основе исследованного им явления тока, предшествующего искровому разряду в газах при низких давлениях, смог с точностью до нескольких вольт предвычислить пробивные потенциалы.

За этим предварительным явлением, получившим, таким образом, правильное истолкование, следует искровой разряд, глубочайшим образом видоизменяющий распределение электрического поля в газе; в нем имеется значительное количество ионов, и устанавливающийся постоянный режим в основном зависит от закона, по которому при очень низких давлениях, представляющих главный интерес при изучении явлений разряда, происходит рекомбинация ионов противоположных знаков. Тот факт, что трубка Лехера, после

---

[1] J. S. Townsend. Phil. Mag., december 1904.

прохождения через нее разряда, в течение сравнительно долгого времени сохраняет способность легко зажигаться в электрическом поле, по-видимому, указывает на то, что эта рекомбинация при низких давлениях протекает значительно медленнее, чем при обыкновенном давлении.

2°. Действительно, на основе проведенного мною непосредственного измерения отношения коэффициента рекомбинации ионов в газах к произведению 4π на сумму подвижностей положительных и отрицательных ионов в электрическом поле:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{4\pi (k_2 + k_2)}$$

я пришел к выводу [1], что при давлениях, меньших атмосферного, коэффициент α практически прямо пропорционален давлению.

Этот результат, согласующийся с предсказанным теоретически на основе кинетической теории газов, находится в противоречии с экспериментальными данными Мак-Клэнга[2], получившего постоянное значение для коэффициента рекомбинации. Мне хотелось бы указать здесь, что весьма серьезным источником ошибок в его опытах была диффузия ионов к металлическим стенкам сосуда, содержавшего проводящий газ, и что значения, полученные Мак-Клэнгом при низких давлениях (наинизшее давление было $\frac{1}{8}$ *атм*), по-видимому, получились завышенными, по крайней мере, в четыре или пять раз. Это замечание относится и к недавно опубликованным [3] данным того же автора по изменению коэффициента рекомбинации с температурой, так что, по-видимому, истинная температурная зависимость α, пока еще не известная и точное определение которой представляло бы величайший интерес, на самом деле значительно слабее, чем та, которую указывает Мак-Клэнг.

3°. Методика, использованная им в указанных двух работах и

---

[1] P. Langevin, C. R., t. CXXXVII, 1903, p. 177.
[2] R. K. McClung. Phil. Mag., t. III, 1902, p. 283.
[3] R. K. McClung. Phil. Mag., t. VI, 1903, p. 655.

впервые введенная Резерфордом[1], состоит в ионизации рентгеновыми лучами газа, находящегося между двумя параллельными металлическими пластинками; при этом на единицу объема освобождаются количества электричества q обоих знаков, измеряемые током насыщения, получающимся при создании сильного поля между пластинками.

Далее в отсутствие поля предоставляют ионам возможность аккумулироваться, пока образование ионов не будет уравновешено их рекомбинацией и не установится постоянный режим, при котором на единицу объема получится плотность n зарядов обоих знаков, удовлетворяющая зависимости

$$q = an^2;$$

n измеряется количеством электричества, которое внезапно созданное сильное поле может извлечь из газа, в котором установился постоянный режим.

4°. Но в опытах Мак-Клэнга газ находился в сосуде, содержащем параллельные алюминиевые листочки, расположенные на расстоянии около 2 *см* друг от друга, и, как легко показать, в этом случае диффузия ионов к пластинкам играет существенную роль при постоянном режиме и вызывает исчезновение количеств электричества, могущих в *несколько раз превзойти* количества, уничтожаемые путем рекомбинации.

Я буду предполагать для простоты, что ионы обоих знаков имеют один и тот же коэффициент диффузии D; тогда, поскольку диффузия их протекает по одному и тому же закону, при поддержании одного и того же потенциала на обеих параллельных пластинках, ни в одной точке газа не образуется избытка зарядов одного знака, т. е. не будет существовать электрическое поле.

Пусть расстояние между этими пластинками равно $2a$; при установившемся постоянном режиме распределение ионов очевидно должно быть симметричным по отношению к средней плоскости M, и достаточно знать плотность n свободных зарядов каждого знака для каждого расстояния x между O и a.

---

[1] E. Rutherford. Phil. Mag., t. XLIV, 1897, p. 422.

В непосредственной близости к пластинке, при $x = 0$, плотность n, благодаря диффузии, поддерживается равной нулю; пусть n_0— максимальное значение плотности посередине M, т. е. при $x = a$ Ни в коем случае (если только скорость диффузии не равна нулю) n_0 не может достигнуть значения, которого оно достигло бы при одной только рекомбинации

$$n_1 \sqrt{\frac{q}{\alpha}}\,.$$

Под влиянием диффузии через каждую единицу поверхности плоскости, параллельной пластинкам и имеющей абсциссу x, за единицу времени в положительном направлении проходит количество электричества

$$-D\frac{dn}{dx}\,.$$

Это вызывает в слое с толщиной dx увеличение количества электричества

$$D\frac{d^2n}{dx^2}dx,$$

которое вместе с образующимся количеством qdx компенсирует рекомбинацию $\alpha n^2 dx$; отсюда получается уравнение

$$q + D\frac{d^2n}{dx^2} = \alpha n^2.$$

Для интегрирования этого уравнения достаточно представить его в форме

$$D\frac{d^2n}{dx^2} = \alpha n^2 - q,$$

и, после умножения на dn, проинтегрировать его:

$$\frac{D}{2}\left(\frac{dn}{dx}\right)^2 = \frac{\alpha n^3}{3} - qn + C;$$

в середине, для $n = a$, имеем $\frac{dx}{dn} = 0$, откуда для константы C получаем

$$C = qn_0 - \frac{\alpha n^3}{3}\,,$$

(1)

$$dx = \frac{dn}{\sqrt{\frac{2}{D}\left(\frac{an^3}{3} - qn + C\right)}},$$

$$x = \int_0^{n_0} \frac{dn}{\sqrt{\frac{2}{D}\left(\frac{an^3}{3} - qn + C\right)}},$$

с условием, определяющим плотность n_0:

$$a = \int_0^{n_0} \frac{dn}{\sqrt{\frac{2}{D}\left(\frac{an^3}{3} - qn + C\right)}}. \qquad (2)$$

Потеря ионов вследствие диффузии для рассмотренной половины промежутка между пластинками равна количеству, проходящему через поверхность пластинки при $x = 0$, т. е.

$$D\left(\frac{dn}{dx}\right)_0 = \sqrt{2CD}.$$

Полная потеря из-за диффузии и из-за рекомбинации равна количеству qa, образующемуся в рассматриваемом объеме за единицу времени, так что отношение ρ потери вследствие диффузии к общей потере равно

$$\rho = \frac{\sqrt{2CD}}{qa}. \qquad 3)$$

Чтобы найти это отношение ρ в зависимости от заданных значений D, q, a, можно принять за вспомогательную переменную n_0 и, таким образом, пользуясь (1 — 3), вычислить a и ρ.

5°. Для упрощения этих выражений удобно пользоваться *приведенными переменными*, более четко выявляющими роль данных, от которых зависит отношение ρ; такими приведенными переменными являются: d, которую мы назовем *приведенным расстоянием*,

$$d = a\sqrt[4]{\frac{q\alpha}{4D^2}}, \qquad \xi = x\sqrt[4]{\frac{q\alpha}{4D^2}};$$

и иведенная плотность ν:

$$\nu = - = n\sqrt{\frac{\alpha}{q}}$$

Тогда получим соотношения:

$$\xi = \frac{1}{2}\int_0^{\nu} \frac{d\nu}{\sqrt{\frac{\nu^3}{3} - \nu - \left(\frac{\nu_0^3}{3} - \nu_0\right)}}; \qquad d = \frac{1}{2}\int_0^{\nu_0} \frac{d\nu}{\sqrt{\frac{\nu^3 - \nu_0^3}{3} - (\nu - \nu_0)}},$$

$$\rho = \frac{1}{d}\sqrt{\nu_0 - \frac{\nu_0^3}{3}}.$$

ρ и d являются функциями ν_0, так что в результате *искомое отношение ρ диффузионных потерь к полной потере является только*

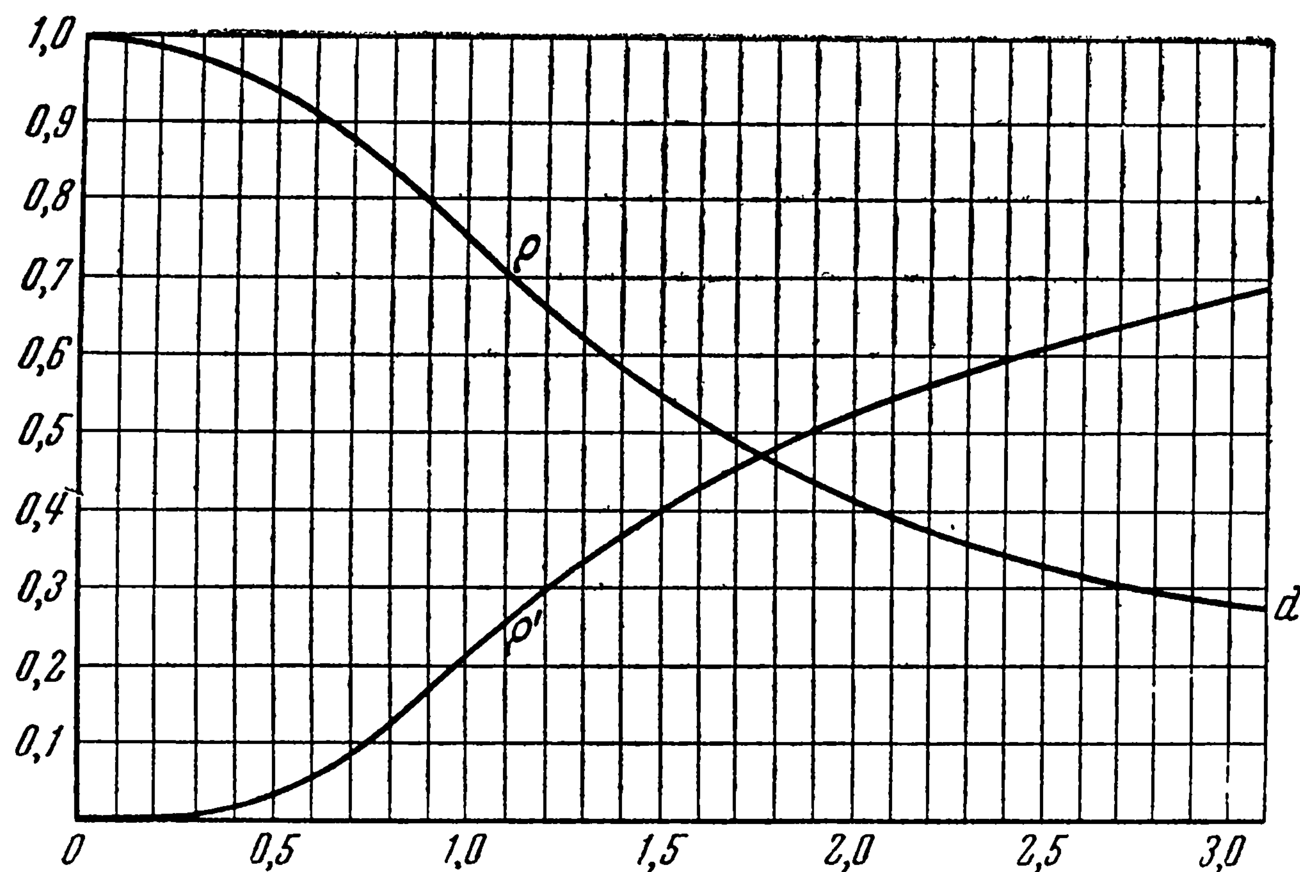


Рис. 41

функцией приведенного расстояния d. Чтобы найти эту функцию, достаточно вычислить ρ и d для одной из серий значений ν_0 и построить кривую, откладывая по оси абсцисс d, а по оси ординат — соответствующие значения ρ (рис. 41).

6°. Прежде чем указать, как может быть произведено вычисление d в функции от ν_0, следует отметить, что с точки зрения измерения коэффициента рекомбинации, интересным является полное количество электричества, извлекаемое из газа, в котором установился постоянный режим, при внезапном создании в нем сильного

поля. Для полуинтервала между пластинками оно равно

$$Q = \int_0^{\nu} n dx = \int_0^{\nu_0} \frac{n dn}{\sqrt{\frac{2}{D}\left(\frac{\alpha n^2}{3} - qn + C\right)}},$$

так что кажущаяся плотность на единицу объема будет

$$n' = \frac{Q}{a}$$

и кажущийся коэффициент рекомбинации α' (тот, который приводит Мак-Клэнг) получится, если предположить, что при этой кажущейся плотности разрушение ионов происходит целиком за счет рекомбинации

$$q = \alpha' n'^2 = \alpha' \frac{Q^2}{a^2},$$

и отношение *истинного* коэффициента α к кажущемуся α' будет:

$$\rho' = \frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{\alpha Q^2}{a q^2};$$

ρ' *тоже зависит только от приведенного расстояния* d, ибо его можно выразить в функции d и ν_0:

$$\rho' = \frac{1}{4d^2}\left[\int_0^{\nu_0} \frac{\nu \, d\nu}{\sqrt{\frac{\nu^3 - \nu_0^3}{3} - (\nu - \nu_0)}}\right]^2.$$

По определению легко вывести, что всегда

$$\rho' < 1 - \rho$$

и что при больших значениях приведенного расстояния d практически имеем

$$\rho' = 1 - \rho.$$

Более того, для больших значений d легко получить приближенное выражение для ρ, а следовательно, и для ρ', т. е. асимптотическое значение функций ρ и ρ'. Действительно, когда d — велико, т. е. когда коэффициент диффузии D мал, плотность n зарядов в середине интервала и на большом протяжении по обе стороны

от нее практически принимает значение n_1, поскольку влияние диффузии сказывается только в непосредственном соседстве с металлическими пластинками; это сводится к тому, чтобы сделать $\nu_0 = 1$. Отсюда получаем

$$\rho = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{2}{3}}$$

и

$$\rho' = 1 - \frac{1}{d}\sqrt{\frac{2}{3}}.$$

7°. Чтобы вывести точное соотношение между ρ, ρ' и d, надо вычислить эллиптические интегралы, фигурирующие в выражениях для d и для ρ'. Я не буду приводить здесь подробные вычисления, позволяющие привести эти интегралы к канонической форме и вывести их из таблиц Лежандра, в которых фигурируют функции

$$F_\theta(\varphi) = \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \sin^2\theta \sin^2\varphi}}$$

и

$$E_\theta(\varphi) = \int_0^\varphi \sqrt{1 - \sin^2\theta \sin^2\varphi}\, d\varphi$$

для различных значений θ и φ.

Получаем

$$d = \sqrt[4]{\frac{3}{4 - \nu_0^2}}\left[F_\theta\left(\frac{\pi}{2}\right) - F_\theta(\varphi)\right]$$

при

$$\sin^2\theta = \frac{1}{2}\left[1 + \sqrt{\frac{3\nu_0^2}{4 - \nu_0^2}}\right] \text{ и } \sin^2\varphi = \frac{3(2 - \nu_0^2) - \nu_0\sqrt{3(4 - \nu_0^2)}}{6(1 - \nu_0^2)},$$

а значение ρ' будет

$$\frac{1}{4d^2}\left[\int_0^{\nu_0} \frac{\nu d\nu}{\sqrt{\frac{\nu^3 - \nu_0^3}{3} - (\nu - \nu_0)}}\right]^2 =$$

$$= \left[\sqrt{3(4 - \nu_0^2)}\left(1 - \frac{E_\theta\left(\frac{\pi}{2}\right) - E_\theta(\varphi)}{F_\theta\left(\frac{\pi}{2}\right) - F_\theta(\varphi)}\right) - \frac{\nu_0 + \sqrt{3(4 - \nu_0^2)}}{2}\right]^2.$$

Я хотел бы поблагодарить господина Мулэна, моего препаратора, любезно проделавшего ряд последовательных вычислений, позволивших построить кривые, представляющие ρ и ρ', в функции от d. При значениях d, значительно более высоких, чем обозначенные на кривых, приведенные выше асимптотические значения можно полагать практически точными.

8°. Легко применить эти результаты к опытам Мак-Клэнга. Из чисел, приведенных им в его первом мемуаре, я вывел следующие значения для опытов, проделанных при атмосферном давлении $a = 1$ *см*, $q = 0{,}8 \cdot 10^{-2}$ электростатических единиц на кубический сантиметр в секунду.

Принимая для α выведенные мною значения 3200[1] и для D значение 0,4, среднее между значениями, полученными Тоунсендом[2] для положительных и отрицательных ионов, получим для приведенного расстояния

$$d \approx 8,$$

и, по асимптотическому значению,

$$\rho = 0{,}9.$$

Таким образом, значение 3384, полученное Мак-Клэнгом, оказывается завышенным примерно на 10% и, после внесения соответствующей поправки, дает 3100, т. е. значение, очень близкое к 3200.

Допущенная ошибка, сравнительно незначительная при атмосферном давлении, колоссально увеличивается при низких давлениях. Действительно, полагая, что при одном и том же излучении ионизация q пропорциональна давлению, что α, как я это показал в том же докладе, тоже изменяется в том же отношении, и что, с другой стороны, D, согласно опытам Тоунсенда[3], обратно пропорционально давлению, получим, что d прямо пропорционально давлению, и что

[1] P. Langevin. Ann. Chim. Phys., 7-e sér., t. XXVIII, 1903, p. 437.
[2] J. S. Townsend. Phil. Trans. A, 193, 1900, p. 129.
[3] J. S. Townsend. Phil. Trans. A, 195, 1900, p. 219.

при 0,125 *атм*, т. е. при минимальном давлении, примененном в опытах Мак-Клэнга, будет

$$d = 1$$

откуда, согласно кривой,

$$\rho' = 0{,}2.$$

Коэффициент, полученный Мак-Клэнгом, оказывается таким образом *завышенным в пять раз*; если же учесть не только диффузию к пластинкам, но и оказывающую такое же действие диффузию в газ, окружающий конический пучок лучей, служащий источником ионизации, и если принять во внимание ненадежность поправок, сделанных на основании приближенных данных, то вполне правдоподобно, что полученный результат завышен не в пять, а в восемь раз, и что коэффициент α вместо того, чтобы оставаться постоянным между 1 и $\frac{1}{8}$ *атм*, в действительности изменяется, как я это указывал, прямо пропорционально давлению.

9°. Мне не хватает численных данных, чтобы ввести аналогичную поправку в измерения температурной зависимости α. Но принимая во внимание, что подвижность ионов, а следовательно, и их коэффициенты диффузии очень быстро возрастают с температурой, так что, например, в пламенах подвижность отрицательных ионов по крайней мере в тысячу раз больше, чем при обычных температурах, мне представляется правдоподобным, что при прочих равных условиях приведенное расстояние d быстро уменьшается при повышении температуры и, в то же время, ошибка, совершенная при расчете α, увеличивается.

Форма кривых ясно показывает, что для значений d, не на много меньших единицы, ρ' делается очень малым, и, следовательно, ошибка в вычислении α становится громадной, поскольку исчезновение зарядов, освобожденных в газе, почти целиком происходит за счет диффузии.

10°. Для уменьшения ошибки существенно увеличить ρ, выбирая для d, а следовательно, и для q и a, по возможности более высокие значения; важнее всего оказывается увеличение a, ибо q фи-

гурирует в d только под корнем четвертой степени. Увеличение a ограничено трудностью мгновенно собрать все ионы, присутствующие в газе после установления постоянного режима; для этого требуется сильное поле, и необходимая разность потенциалов быстро увеличивается с возрастанием a. Действительно, я показал[1], что если в момент создания поля X, соответствующего поверхностной плотности σ, в газе имеется количество Q_0, то количество Q, собранное на пластинках, получим из соотношения

$$\frac{\varepsilon Q}{\sigma} = L\left(1 + \frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}\right),$$

где ε имеет значение, указанное выше, и представляет собой отношение числа рекомбинаций между ионами противоположных знаков к числу их соударений. Следовательно, относительная ошибка при вычислении Q_0 в первом приближении равна $\frac{\varepsilon Q_0}{\sigma}$, что заставляет, предполагая наличие заданной ошибки, положить σ пропорциональной Q_0. Но, если интенсивность q ионизации постоянна, то Q_0 одинаковым образом пропорционально a, α и X; следовательно, необходимая разность потенциалов пропорциональна a^2.

11°. Другой способ обойти трудность основан на том, *что постоянный режим, соответствующий рекомбинации, вообще говоря, устанавливается гораздо быстрее, чем диффузионный режим*. Действительно, постоянный режим при рекомбинации определяется уравнением

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 \tag{4}$$

и в интеграле этого уравнения фигурирует экспонент от $2t\sqrt{q\alpha}$, так что время, необходимое для установления постоянного режима, порядка

$$T = \frac{1}{2\sqrt{q\alpha}}.$$

Чтобы изучить переменный диффузионный режим, предположим, что в этом случае действует только диффузия.

[1] P. Langevin. Ann. Chim. Phys., 7-e sér., t. XXVIII, 1903, p. 437.

Уравнение переменного режима, вообще говоря, имеющее вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q - \alpha n^2 + D\frac{\partial^2 n}{\partial x^2},$$

сводется к уравнению с частными производными

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q + D\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}.$$

Решение его должно удовлетворять следующим условиям:

Для $t = 0$	$n = 0$	при	любых	x;
» $x = 0$	$n = 0$	»	»	t;
» $x = a$	$\frac{dn}{dx} = 0$	»	»	t.

Это решение можно найти обычным способом; получаем

$$\sum_{K=0}^{K=\infty} A_k\left[1 - e^{-\frac{(2K+1)^2 D\pi^2}{4a^2}t}\right]\sin\frac{(2K+1)\pi}{2a}x. \qquad (5)$$

Константу A_k определяют, разлагая в тригонометрический ряд функцию

$$\frac{q}{D}x\left(a - \frac{x}{2}\right) = \sum A_k \sin\frac{(2K+1)n}{2a}x.$$

Установление постоянного диффузионного режима соответствует экспонентам, фигурирующим в выражении (5). Первый из этих экспонентов исчезает медленнее, при $K = 0$; так что длительность переменного диффузионного режима порядка

$$T' = \frac{4a^2}{\pi^2 D}.$$

Значит, отношение длительностей установления постоянных режимов, рекомбинационного и диффузионного, равно

$$\frac{T}{T'} = \frac{\pi^2 D}{8a^2 \sqrt{q\alpha}} = \frac{\pi^2}{32d^2},$$

где d — *приведенное расстояние*, которое стремятся сделать по возможности большим, чтобы рекомбинация превалировала над диффузией.

Таким образом, это отношение будет принимать значения, много меньшие единицы, и это даст большой выигрыш, так как можно будет уменьшить поправку на диффузию, не давая полностью установиться постоянному режиму. Заставляя радиацию действовать в течение заданного времени t порядка T, т. е. времени, настолько меньшего T', что диффузия не успевает еще сыграть сколько-нибудь существенной роли, измеряют, как в методе Резерфорда, плотность n ионов, аккумулировавшихся в конце этого времени t, α вычисляется из следующего оотношения, выведенного из уравнения (4),

$$q = \alpha n^2 \left[\frac{e^{2t\sqrt{q\alpha}} + 1}{e^{2t\sqrt{q\alpha}} - 1} \right]^2,$$

которое, при бесконечно большом t, принимает вид, фигурирующий в работе Мак-Клэнга:

$$q = \alpha n^2.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

12°. Наблюдавшаяся Мак-Клэнгом независимость коэффициента рекомбинации ионов от давления газа несомненно ошибочна; ошибка эта является результатом неучета влияния диффузии ионов, которое при низких давлениях или при высоких температурах может сделаться превалирующим.

Приближенные поправки, которые с этой точки зрения можно внести в результаты Мак-Клэнга, делают его результаты очень близкими к полученным мною в опытах по измерению ε, в которых при давлениях ниже атмосферного коэффициент рекомбинации оказался прямо пропорциональным давлению.

Тот же самый источник ошибок опорочивает и полученный Мак-Клэнгом результат по быстрому возрастанию рекомбинации с температурой.

И, наконец, можно сильно ослабить возмущающее влияние диффузии, если не давать установиться постоянному режиму и использовать тот факт, что, вообще говоря, переменный диффузионный режим длится значительно дольше, чем рекомбинационный.

ОБ АНАЛИЗАТОРЕ ПОДВИЖНОСТИ ГАЗОВЫХ ИОНОВ [1]

I

Мне кажется, что вопрос о том, обладают ли ионы, образованные в газе различными излучениями, какой-либо одной подвижностью для каждого знака, или, напротив, подвижности их распределены в виде более или менее непрерывной гаммы, еще не может считаться окончательно решенным. А между тем, вопрос этот имеет очень большое значение в связи с установлением механизмов образования молекулярных агломератов, составляющих ионы, и перехода одной устойчивой формы этих агломератов в другую. Существуют ли в одном и том же газе несколько таких устойчивых форм, как это придется допустить, если окажется, что действительно для ионов одного знака имеется множество различных подвижностей? Возможны ли переходы от одной формы к другой и каково в среднем необходимое для этого время? Чтобы ответить на эти вопросы, надо иметь в своем распоряжении аппарат, позволяющий в проводящем газе отделить от других ионов те из них, чьи подвижности заключены в достаточно узком интервале, либо для измерения их количества по величине переносимого ими заряда, либо для их изоляции и дальнейшего наблюдения за их движением.

Наиболее простой метод для осуществления такого разделения — это метод газовых струй, при котором движение ионов является результатом сложения перемещения, вызванного увлечением их газом, и движения их относительно газа под влиянием электрического поля, созданного в объеме газа.

В той форме, в которой этот метод применялся до сих пор, как для малых, так и для тяжелых ионов, он мог быть использован только для воздуха, так как для поддержания газовых струй требуются довольно значительные объемы газа.

В изучаемом здесь аппарате я, напротив, задался целью использовать движение газа при постоянном циркуляционном режиме внутри замкнутого сосуда в условиях, когда в отсутствии турбулентности распределение скоростей, с которыми увлекается газ, может быть точно известно, и значит будут известны и траектории ионов заданной подвижности, движущихся в электрическом поле с известным распределением. Наиболее удобной формой мне представлялась форма постоянного кругового движения.

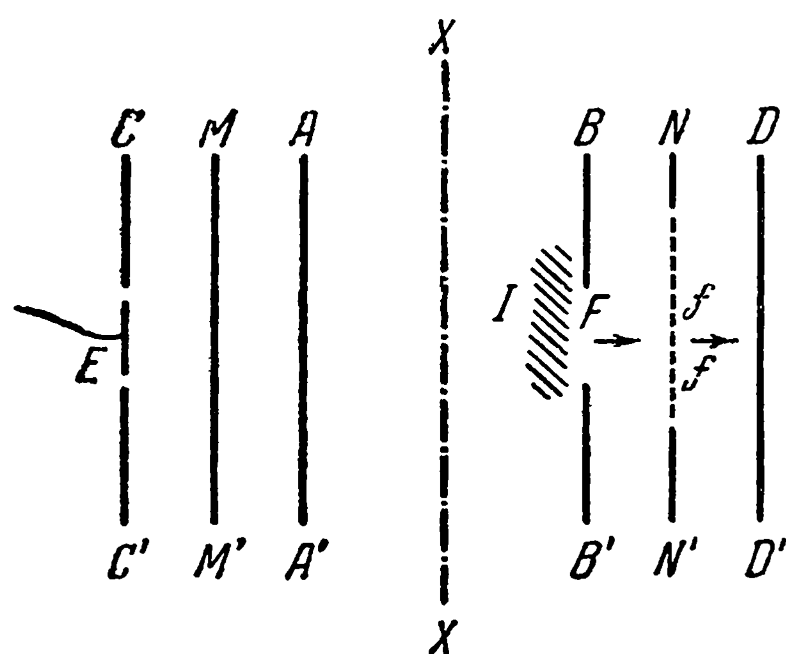


Рис. 42

Принцип аппарата. В неподвижном цилиндре $AA'BB'$ вдоль одной из его образующих BB' проделана тонкая щель F; область I, прилегающая к шели внутри цилиндра, ионизируется каким-нибудь методом (α-лучи, рентгеновы лучи и т. п.). Вне цилиндра существует радиальное электрическое поле, которое вытягивает из щели F попавшие туда вследствие диффузии ионы определенного знака и отбрасывает внутрь цилиндра ионы противоположного знака. Второй неподвижный цилиндр $CDC'D'$, коаксиальный с первым и играющий также роль внешней оболочки всего аппарата, вдоль одной из его образующих, азимут которой отличен от азимута щели F (на рис. 42 для удобства эти азимуты отличаются на 180°), несет либо узкий электрод E, предназначенный для измерения попадающего на него ионного тока, либо другую щель, предназначенную для выпуска этих же ионов, когда хотят изучить их дальнейшее поведение.

Между двумя неподвижными цилиндрами находится коаксиальная цилиндрическая муфта $MNM'N'$, которую приводят в равномер-

ное вращательное движение вокруг общей оси XX'. Это движение создает в газе постоянный циркуляционный режим, остающийся ламинарным, пока вращение остается достаточно медленным, и при котором скорость газа, нулевая у поверхности неподвижных цилиндров, равна скорости поверхности муфты в местах контакта с этой последней.

На высоте F и E в муфте имеются тонкие щели ff, удлиненные в горизонтальном направлении (XX' предполагается вертикальной), чтобы через них могла проходить часть ионов, проникших сквозь щель F. Эти ионы между муфтой и внешним цилиндром попадают в радиальное электрическое поле, имеющее то же направление, что и поле, вытянувшее их из внутреннего цилиндра в муфту, и поэтому они продолжают перемещаться по направлению к внешнему цилиндру.

Для создания таких полей между указанными тремя цилиндрами надо приложить соответствующие разности потенциалов.

Поскольку при этом ионы движутся радиально относительно газа, то вследствие циркуляции, создаваемой движением муфты, эти ионы будут увлекаться в направлении вращения и притом тем сильнее, чем меньше их подвижность. Узкий вертикальный слой ионов, проходящих через щель F, несмотря на увлечение его газом, остается тонким, если все ионы обладают одинаковой подвижностью, и, наоборот, оказывается размытым, рассеянным, если в нем существуют стабильные формы с различными подвижностями; в этом случае попадание ионов на внутреннюю поверхность внешнего цилиндра происходит в соответствии с настоящим спектром подвижностей, исследовать который можно при помощи электрода или щели E.

Подвижность ионов, попадающих в E, является функцией углового расстояния θ между азимутами E и F и разности потенциалов между цилиндрами, а также угловой скорости вращения муфты ω. Поэтому для исследования спектра достаточно проварьировать одну из этих трех величин. Мы увидим, что наилучшее решение задачи получается при варьировании угловой скорости, при постоянных азимуте θ и разностях потенциалов.

Тонкость этой методики, т. е. то, что можно назвать разрешающей способностью аппарата, зависит прежде всего от чувствитель-

ности метода измерения тока, приходящего в E. Чем выше эта чувствительность, тем тоньше могут быть сделаны щель F и электрод-пластинка E. Как мы увидим далее, можно добиться того, чтобы диффузия или взаимное отталкивание ионов не вызывало расширения

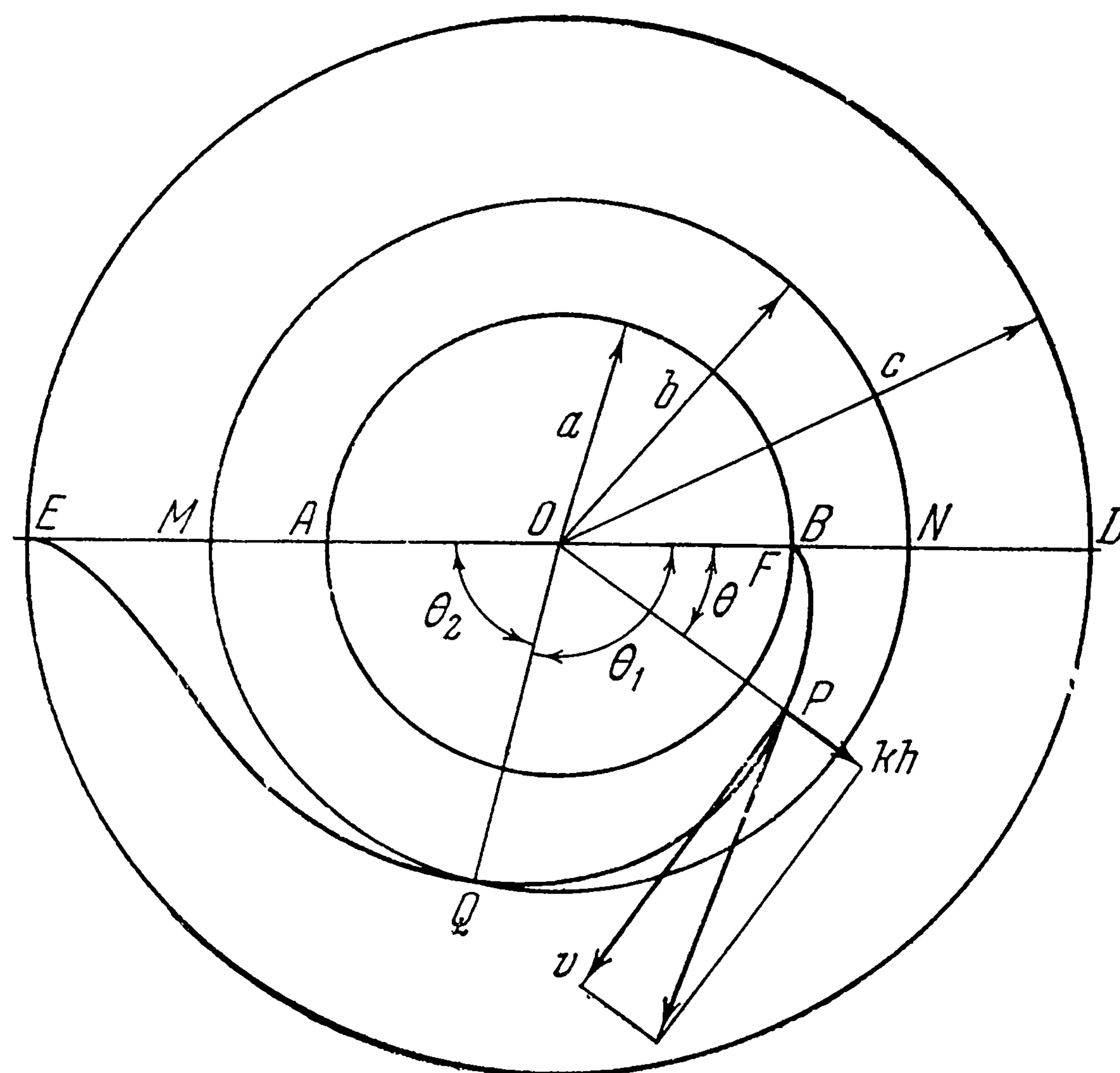


Рис. 43

слоя ионов, превосходящего ширину E. Более точный анализ других источников ошибок покажет нам, что вполне возможно добиться разрешающей способности порядка одной сотой, т. е. сделать так, чтобы ионы, одновременно собранные на электроде E или одновременно проходящие через щель, заменяющую этот электрод, обладали подвижностями, не отличающимися в среднем более чем на одну сотую своей величины.

Р а с ч е т т р а е к т о р и й. Так как обе составляющие скорости иона горизонтальны, то траектория его будет вся целиком лежать в сечении правой части цилиндров и проходить через точку F, в которой ион выходит из щели (рис. 43). Если предположить, что

на рис. 43 так же, как это было на рис. 42, азимут электрода E на 180° отличается от азимута щели F, что отнюдь не является существенным, то траекторией будет кривая $FPQE$, если муфта вращается в направлении часовой стрелки. Эта траектория будет пересекать муфту в Q каждый раз, когда эта точка окажется внутри одной из щелей f. Эти щели предполагаются достаточно тонкими, чтобы наличие их не могло сколько-нибудь значительно изменить движение газа, которое создавала бы при вращении муфта без щелей. Ниже мы приведем расчет порядка величины соответствующей погрешности. При этом муфту будем предполагать бесконечно тонкой, на опыте же следует стремиться сделать ее по возможности более тонкой. Порядок величины этой погрешности тоже легко рассчитать.

Поскольку в F, при контакте с неподвижным цилиндром, газ тоже неподвижен, траектория его начинается по касательной к OF и далее искривляется в направлении вращения. Пусть P произвольная точка с полярными координатами r и θ по отношению к центру O и к оси OF.

Если постоянный режим движения газа полностью ламинарный, то скорость увлечения v в точке P — тангенциальная, т. е. перпендикулярна радиусу OP; если же в точке P электрическое поле h — радиальное, то дифференциальное уравнение траектории имеет вид

$$\frac{r d\theta}{dr} = \frac{v}{hk}, \tag{1}$$

где k — подвижность рассматриваемого иона и kh — его скорость относительно газа, приобретаемая им под влиянием поля h.

Найдем сначала распределение скоростей увлечения v при постоянном ламинарном режиме, при котором вязкость газа играет существенную роль. Если обозначить плотность газа через ρ, его коэффициент вязкости через μ, а его давление, варьирующее вследствие центробежного эффекта с r, через p, то уравнения постоянного ламинарного режима принимают необычайно простую форму, при которой разделяются вязкостный и инерционный эффекты:

$$\mu \Delta v = 0, \quad \rho \frac{v^2}{r} = \frac{dp}{dr}, \tag{2}$$

где Δ — оператор Лапласа, который в данном случае при v, зависящем только от r, имеет вид

$$\Delta v = \frac{d^2 v}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dv}{dr} - \frac{v^2}{r} = 0. \tag{3}$$

Это уравнение легко вывести из условия постоянства режима для цилиндрического слоя (с высотою, равной единице), заключенного между цилиндрами с радиусами r и $r + dr$. Надо записать, что полный момент количества движения, сообщаемый этому слою через эти цилиндрические поверхности, при постоянном режиме равен нулю. Остаются только тангенциальные влияния вязкости, выражение которых на единицу поверхности в прямолинейных координатах равное $\mu \frac{dv}{dz}$, в криволинейных координатах (r, θ) имеет вид

$$\mu \frac{Dv}{Dr},$$

где символ D относится к ковариантной производной

$$\mu \cdot \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}\right).$$

Момент количества движения, сообщаемый цилиндрическому слою через его внутреннюю поверхность с радиусом r этой тангенциальной силой, равен

$$M = -2\pi\mu r^2 \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}\right),$$

и условие постоянного режима принимает вид

$$\frac{dM}{dv} = 0,$$

или

$$\frac{d}{dr} r^2 \left(\frac{dv}{dr} - \frac{v}{r}\right) = 0, \tag{4}$$

что вполне эквивалентно (3).

Интегрирование (3), облегчаемое приведением его к виду (4),

показывает, что общий интеграл имеет вид

$$v = Ar - \frac{B}{r}, \tag{5}$$

где A и B — константы.

Применим этот результат к области (рис. 43), заключенной между $r = a$ и $r = b$; если через ω обозначить угловую скорость вращения, сообщенную муфте, то граничными условиями для этой области являются

$$v = 0 \text{ при } r = a \text{ и } v = \omega b \text{ при } r = b.$$

Эти условия определяют A и B в общем решении (5), и для r, заключенного между a и b, получается

$$v = \frac{\omega b^2}{b^2 - a^2}\left(r - \frac{a^2}{r}\right). \tag{6}$$

Точно так же вне муфты для r, заключенного между b и c, получим

$$v = \frac{\omega b^2}{c^2 - b^2}\left(\frac{c^2}{r} - r\right). \tag{7}$$

Если вращающаяся муфта имеет конечную толщину, соответствующую внешнему радиусу b', эта формула (7), при замене в ней b на b', остается верной для r, заключенных между b' и c.

С другой стороны, если U_1 представляет собой разность потенциалов, приложенную между внутренним цилиндром и муфтой, радиальное поле между $r = a$ и $r = b$ задается хорошо известной формулой цилиндрического конденсатора:

$$h = \frac{U_1}{rL\frac{b}{a}}, \tag{8}$$

где L — логарифм Непера.

Точно так же, если U_2 — разность потенциалов, поддерживаемая между муфтой и внешним цилиндром, то поле между $r = b$ и $r = c$ задается формулой

$$h = \frac{U_2}{rL\frac{c}{b}} \tag{9}$$

с подстановкой b' вместо b, чтобы учесть конечную толщину муфты.

Отметим, что если подобрать условия так, чтобы было

$$\frac{U_1}{L\frac{b}{a}} = \frac{U_2}{L\frac{c}{b}} = C, \tag{10}$$

то напряженность поля h не претерпит никакого разрыва непрерывности на поверхности муфты, и, что особенно важно, любые отверстия, проделанные в муфте, не вызовут никакой деформации радиальных линий сил, и для поля во всем промежутке между двумя неподвижными цилиндрами сохранится выражение $\frac{C}{r}$.

Это перестает быть верным при конечной толщине муфты. Мы увидим ниже, каким образом можно вычислить проистекающую из этого погрешность, являющуюся в простых формулах, выводимых нами в настоящий момент, и как эта погрешность может быть удержана в допустимых пределах.

Применение формул (6) и (8) к дифференциальному уравнению (1) позволяет, путем простого интегрирования, вычислить угол θ_1, на который изменяется азимут иона (рис. 43) между внутренним неподвижным цилиндром и муфтой

$$\theta_1 = \frac{\omega b^2}{kU_1}\left[\frac{1}{2} - \frac{a^2}{b^2 - a^2} L\frac{b}{a}\right] L\frac{c}{b}. \tag{11}$$

Точно так же получим

$$\theta_2 = \frac{\omega b^2}{kU_2}\left[\frac{c^2}{c^2 - b^2} L\frac{c}{b} - \frac{1}{2}\right] L\frac{c}{b}. \tag{12}$$

Если предположить, что условие (10) выполнено и если при конструировании аппарата реализовать простое условие

$$\frac{c}{b} = \frac{b}{a} = \alpha, \tag{13}$$

означающее, что радиус муфты является средней геометрической радиусов обоих неподвижных цилиндров, то для полного отклоне-

ния θ получим замечательно простое соотношение

$$\theta = \theta_1 + \theta_2 = \frac{2\omega b^2}{kU}(L\alpha^2), \tag{14}$$

где $U = U_1 + U_2 = 2U_1$ является полной разностью потенциалов, поддерживаемой между неподвижными цилиндрами и, согласно (10) и (13), разделяемой муфтой на две равные части.

При конструировании первого аппарата я принял следующие значения:

$$b = 8 \text{ см}; \; c = 10 \text{ см}; \; \alpha = \frac{c}{b} = 1{,}25; \; L\alpha = 0{,}2231.$$

Вращательная угловая скорость ω, которую можно сообщить муфте, имеет верхний предел, проистекающий из условия постоянства ламинарного режима. Это условие можно найти, если записать, что число Рейнольдса, для области, заключенной между муфтой и внешним цилиндром, в этом случае равное

$$R = \frac{\rho}{\mu}\omega b(c - b), \tag{15}$$

не превосходит верхней границы порядка 2 000. Для воздуха при атмосферном давлении $\frac{\rho}{\mu}$ имеет значение 6,5, откуда при указанных выше значениях b и c

$$R = 100\,\omega.$$

Таким образом, угловая скорость $3t : s$, для которой $\omega = 6\pi$, еще представляется допустимой.

Для обыкновенных ионов в воздухе k — порядка 500 единиц CGS; если пользоваться полной разностью потенциалов U, равной 0,1 единиц CGS или 30 *в*, то формула (14) даст

$$\theta = 2{,}4 \text{ рад},$$

что составляет несколько менее полуокружности, отложенной на рис. 43, и соответствует вызванному вращением смещению точки попадания ионов на внутреннюю поверхность внешнего неподвижного цилиндра:

$$\theta \cdot c = 24 \text{ см}.$$

Ширина электродной пластинки E в 2 *мм* вполне обеспечивает тонкость исследования спектра порядка одной сотой. Щель-источник F, помещенная на внутреннем цилиндре, имеющем примерно вдвое меньший радиус, для сохранения того же порядка точности измерений должна иметь ширину около 1 *мм*.

Центробежная сила и сила Кориолиса. Дифференциальное уравнение траектории (1) было получено в предположении, что при движении иона относительно газа действует закон подвижности kh. Этот закон предполагает, что единственной силой, вызывающей перемещение ионов в газе, является сила he, оказываемая электрическим полем h на заряд иона e. Строго говоря, это верно только тогда, когда газ неподвижен или совершает равномерное поступательное движение. Движение, описываемое формулами (6) или (7), — иное. Легко видеть, что, например, вне муфты, т. е. в области, где применима формула (7), мгновенное движение элемента объема газа, расположенного на расстоянии r от оси, складывается из:

1°. Вращения вокруг оси XX' с угловой скоростью

$$\omega' = \frac{1}{2}\operatorname{rot} v = -\frac{\omega b^2}{c^2 - b^2};$$

2°. Поступательного движения в тангенциальном направлении со скоростью

$$\frac{\omega b^2 c^2}{(c^2 - b^2)\, r};$$

3°. Чистой деформации без изменения объема, состоящей из сжатия в направлении, лежащем в плоскости рис. 42 на расстоянии 45° от радиуса-вектора, и из равного ему расширения в плоскости рис. 43, в перпендикулярном к предыдущему направлении сжатия. Каждая из этих двух равных по величине и противоположно направленных деформаций производит за единицу времени относительное изменение линейных размеров элемента объема, равное:

$$\frac{\omega b^2 c^2}{2r^2 (b^2 - c^2)},$$

т. е. порядка ω.

Вращение ω' вызывает центробежную силу и силу Кориолиса, накладывающиеся на электрическую силу he при определении движения иона относительно газа. Легко показать, что, по крайней мере для обыкновенных ионов, двумя первыми силами можно полностью пренебречь по сравнению с электрической силой.

Центробежная сила равна $m\omega'^2\omega r$, если масса иона равна m; ее отношение к электрической силе, обратно пропорциональной r, достигает максимума одновременно с r, т. е. при значении радиуса $r=c$. Таким образом, пользуясь выражением (15) для ω', получаем максимум этого отношения:

$$\frac{2m\omega^2b^4c^2}{(c^2-b^2)^2\,Ue}\,L\alpha. \tag{16}$$

Агломераты, каковыми являются обыкновенные ионы, и, в частности, ионы в воздухе, состоят максимум из двадцати атомов, что дает массу m порядка 10^{-21} *г*; ионы всегда одновалентны, так что e имеет значение около $5\cdot10^{-10}$ электростатических единиц CGS. Вводя в отношение (16) числовые значения, ранее принятые для других входящих в него величин, получим для него значение порядка 10^{-6}.

Для силы Кориолиса получается аналогичный результат: при относительном радиальном движении со скоростью kh эта сила направлена по касательной и величина ее равна $2\omega' mkh$. Отношение ее к электрической силе he:

$$\frac{2m\omega' k}{e}=\frac{2mk\omega b^2}{(c^2-b^2)\,e}. \tag{17}$$

Пользуясь указанными выше числовыми значениями, получаем для этого отношения значение 10^{-7}. Следовательно, можно пренебречь влиянием вращения на относительное движение.

Общее поступательное движение не дает никаких оснований для перемещения иона относительно газа. То же, несомненно, относится и к чистой деформации вокруг точки, занимаемой ионом. Поэтому уравнение (1) является вполне пригодным для описания явлений с интересующей нас здесь степенью точности.

Посмотрим теперь, какое влияние оказывает центробежная сила на самый газ. Второе из уравнений (2):

$$\rho\frac{v^2}{r} = \frac{dp}{dr},$$

означает, что давление газа при постоянном циркуляционном режиме должно увеличиваться от центра к периферии. Чтобы оценить получающиеся при этом различия, обозначим через ρ_0 и p_0 плотность газа и его давление при контакте с неподвижным внутренним цилиндром, т. е. для $r=a$. В силу закона сжимаемости имеем

$$\rho = \frac{\rho_0}{p_0}p,$$

откуда

$$L\frac{p}{p_0} = \frac{\rho_0}{p_0}\int\limits_a^r \frac{v^2}{r}\,dr.$$

Пользуясь формулой (6), дающей скорость v для области, заключенной между a и b, и обозначая через p_1 давление на поверхность муфты, получим

$$L\frac{p_1}{p_2} = \frac{\rho_0}{p_0}\int\limits_a^b \frac{\omega^2 b^4}{(b^2-a^2)^2}\left(r-\frac{a^2}{r}\right)^2\frac{dr}{r} = \frac{\rho_0\omega^2 b^4}{p_0(b^2-a^2)^2}\left[\frac{b^4-a^4}{2b^2} - 2a^2 L\frac{b}{a}\right]. \quad (18)$$

Полагая, как мы уже сделали выше, что b и c равны, соответственно 8 и 10 *см*, получим для a, согласно соотношению (13), значение 6,4 *см*.

Для воздуха при обыкновенной температуре $\frac{\rho_0}{p_0}$ порядка $1{,}13\cdot10^{-9}$ в единицах CGS. При допустимой угловой скорости $3t:s$ применение уравнения (18) дает

$$L\frac{p_1}{p_0} = 2{,}2\cdot10^{-6}.$$

Точно таким же способом, обозначая через p_2 давление на внутренней поверхности внешнего цилиндра, найдем

$$L\frac{p_2}{p_1} = \frac{\rho_0\omega^2 b^4}{p_0(c^2-b^2)^2}\left[\frac{c^4-b^4}{2b^2} - 2c^2 L\frac{c}{b}\right],$$

что приводит опять-таки к тому же численному значению:

$$L\frac{p_2}{p_1} = 2{,}2\cdot 10^{-6}.$$

Следовательно, относительные изменения давления, а тем самым и плотности газа от одной точки к другой не могут превзойти нескольких миллионных, и газ можно рассматривать, как однородный.

А между тем, даже очень небольшая разность давлений между периферией и центром уже могла бы повлечь за собой возникновение нежелательной циркуляции газа через щели, обязательно имеющиеся в муфте, с возвращением газа через верхнюю или нижнюю часть муфты. Легко сделать это паразитарное движение совершенно ничтожным, в то же время не создавая препятствия для свободного вращения муфты, если по возможности уменьшить зазоры, через которые может пройти газ, огибая нижний или верхний край муфты.

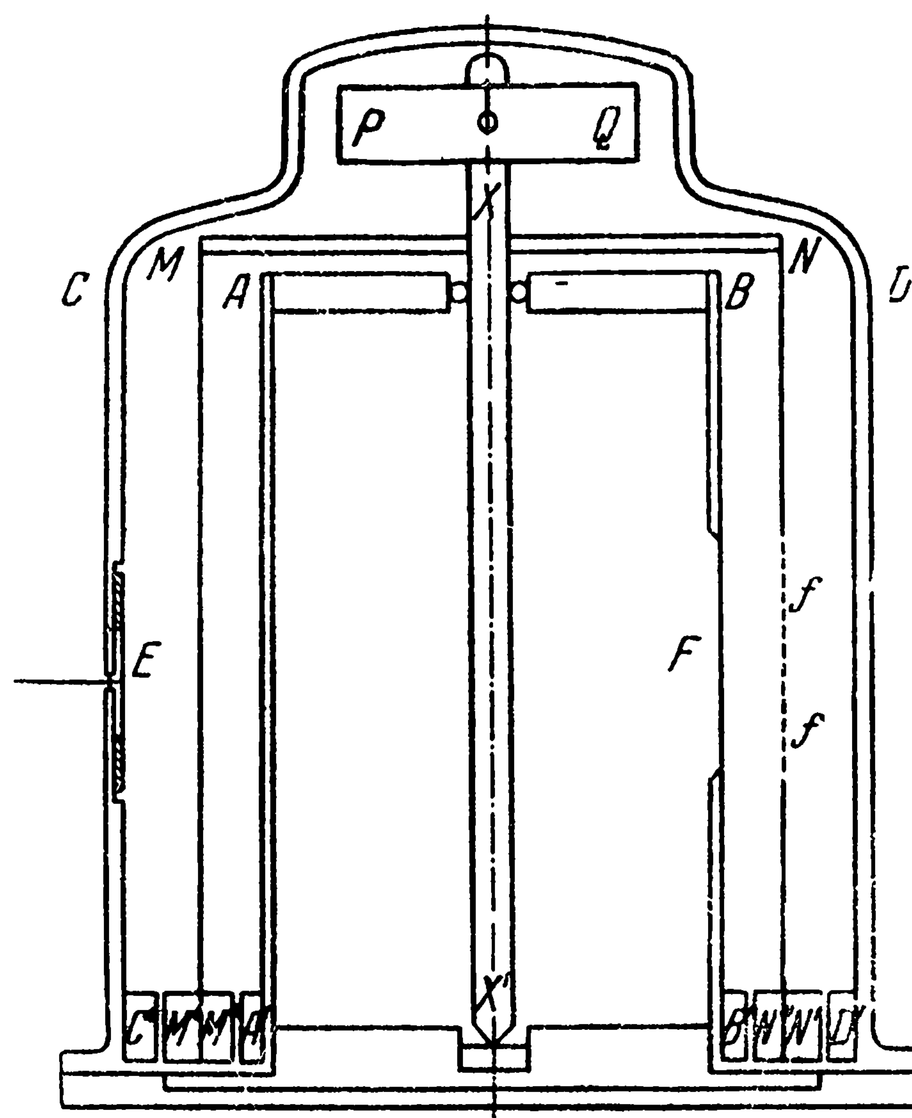


Рис. 44

Учитывая все изложенное, общий вид аппарата получился таким, каким он изображен на рис. 44. Эта схема воспроизводит идею чертежа, уточняя его на рис. 42.

Муфта укреплена на пластинке MN, жестко связанной с осью XX'. В верхней части этой оси расположен магнит или кусок мягкого железа PQ, позволяющий снаружи путем намагничивания выполнять манипуляции, необходимые для приведения муфты во вра-

щение и для поддержания ее движения. Никакая паразитарная циркуляция, связанная с центробежной силой, не может осуществляться через верхний край муфты, закрытой пластинкой MN. Нижняя часть муфты, остающаяся открытой, снабжена цилиндрическими валиками $M'M''$, $N''N'$, оставляющими два узких зазора между ними и валиками $A'B'$ и $C'D'$, несомыми неподвижными цилиндрами. При малых значениях разностей давлений, вызываемых центробежным эффектом, такое устройство, как показывает простой расчет, полностью исключает возможность возникновения сколько-нибудь заметной паразитарной циркуляции.

Края щели-источника F и электрода E достаточно удалены от нижних и верхних краев цилиндра, чтобы ламинарный режим, описываемый уравнениями (6) и (7), был осуществлен во всей области, занимаемой ионами, с точностью до влияния горизонтальных щелей ff, которое мы разберем ниже.

Влияние диффузии. Влияние диффузии ионов сказывается в постепенном увеличении толщины вертикального столба ионов, вытянутого полем через щель F; эта толщина вначале равна ширине щели, которая, как было показано выше, может быть порядка 1 *мм*. Мы будем считать, что влиянием диффузии, стремящейся уменьшить разрешающую способность, можно пренебречь, если вызываемое ею расширение столба ионов не превышает 1 *мм*.

Если D — коэффициент диффузии ионов в газе, t — длительность перехода ионов от щели-источника до электрода, то, как известно, перемещение иона за время t вследствие диффузии будет порядка $\sqrt{Dt}$. Легко рассчитать время полного пробега между щелью F и электродом E. Имеем

$$dt = \frac{dr}{kh};$$

и так как

$$h = \frac{U}{2rL\alpha},$$

то получаем

$$t = \int_a^c \frac{2L\alpha}{kU} r dr = \frac{(c^2 - a^2)}{kU} \frac{L\alpha D}{k}, \tag{19}$$

откуда

$$\sqrt{Dt} = \sqrt{\frac{(c^2 - a^2) L\alpha}{U}} \cdot \frac{D}{k}. \tag{20}$$

Отношение $\frac{D}{k}$ зависит только от валентности ионов, которые, как показал опыт, всегда одновалентны; для этого отношения имеем хорошо известное выражение

$$\frac{D}{k} = \frac{RT}{F},$$

где R — газовая постоянная для идеальных газов, T — абсолютная температура и F — заряд одновалентного грамм-иона. При обыкновенной температуре практически имеем, в электростатических единицах CGS,

$$\frac{D}{k} = \frac{1}{12\,000}.$$

При размерах, указанных выше, и разности потенциалов U в 0,1 электростатической единицы CGS, формула (19) практически дает

$$\sqrt{Dt} = 0{,}1,$$

т. е. 1 *мм*.

Интересным выводом из формулы (19) является то, что для данного аппарата в любом газе диффузионное расширение зависит только от приложенной разности потенциалов и обратно пропорционально корню квадратному из этой величины. Если во время изучения спектра подвижностей, при варьировании подвижности желательно держать постоянным диффузионное расширение, надо просто поддерживать постоянной разность потенциалов U и проводить это исследование, варьируя либо угловую вращательную скорость ω, либо изменение азимута θ электрода E по отношению к щели F.

Влияние взаимного отталкивания ионов. Поскольку все рассматриваемые ионы несут заряды одного знака, тонкий слой их, вытянутый через щель, стремится расшириться, вследствие

взаимного отталкивания составляющих его ионов. Этот эффект легко рассчитать. Я буду предполагать, что все ионы обладают одинаковой подвижностью k.

Ширина ионной ленты равна длине l щели-источника; если i — сила тока, несомого ионами, выходящими через щель, то поверхностная электрическая плотность σ этой ленты в точке, в которой напряженность поля равна h, имеет значение

$$\sigma = \frac{i}{khl},$$

если движение ионов — радиальное и скорость его равна kh, т. е., если газ неподвижен.

Этот слой с плотностью σ создает на обеих своих поверхностях поле с напряженностью $2\pi\sigma$, нормальное к этим поверхностям; действуя в течение времени dt на ионы с подвижностью k, имеющиеся на поверхности слоя, это поле вызывает расширение

$$d\varepsilon = 4\pi k\sigma dt = \frac{4\pi i}{hl}\,dt,$$

и, подставляя $\frac{dr}{kh}$ вместо dt, получим

$$d\varepsilon = \frac{4\pi i}{kh^2 l}\,dr.$$

Но, так как

$$h = \frac{U}{2rL\alpha}, \quad \text{то} \quad d\varepsilon = \frac{16\pi i\,(L\alpha)^2}{klU^2}\,r^2 dr.$$

Интегрируя от a до c, получим

$$\varepsilon = \frac{16\pi i\,(L\alpha)^2}{3klU^2}\,(c^3 - a^3). \tag{21}$$

Посмотрим, какова должна быть в электростатических единицах CGS сила тока i, чтобы, при указанных выше численных значениях, т. е. при длине щели в 6 *см* и подвижности ионов в 500 единиц CGS, расширение вследствие отталкивания оставалось меньше 1 *мм*. Получаем

$$i < \frac{1}{200}\,\text{CGS}.$$

Это — сила тока при выходе его из щели. Но, даже если предполагать подвижность всех ионов одинаковой, сила тока, попадающего на электрод, при вращении муфты окажется уменьшенной в отношении, максимальное значение которого равно занятой щелями f доле поверхности поперечного отрезка муфты, содержащего щель-источник и электрод. Этот максимум достигается только при бесконечно тонкой муфте; при конечной толщине муфты вводится поправка на уменьшение тока, которую мы рассмотрим ниже. Можно считать, что для анализа подвижностей на электрод попадает доля тока i, равная примерно 20%; это соответствует току порядка одной тысячной электростатической единицы.

Заметим, впрочем, что, при движении муфты вращение газа удлиняет ионную ленту и соответственно уменьшает поверхностную плотность несомых ею зарядов; значит уменьшается и скорость расширения из-за взаимного отталкивания, а это, поскольку длительность перехода от щели-источника до электрода остается постоянной, вызывает уменьшение самого расширения.

Отметим еще, что силы, действующие в радиальном электрическом поле h на ионы в газе, в конце концов передаются газу и вызывают в нем паразитарные движения, по природе аналогичные электрическому ветру. Разбор поставленных таким образом вопросов показал, что при указанных выше силах тока, которым соответствуют определенные распределения ионов в газе, этими паразитарными движениями можно полностью пренебречь по сравнению с общим движением всего газа как целого, вызываемым вращением муфты.

Разрешающая способность. Результаты предыдущих рассуждений могут быть представлены и в другой форме. Влияние взаимного отталкивания ионов можно ослабить, уменьшая силу тока на электрод, т. е. увеличивая чувствительность прибора для электрометрических измерений; не то будет с влиянием диффузии, зависящей только от приложенной разности потенциалов и от размеров анализатора. Так как диффузия играет, таким образом, роль, аналогичную роли дифракции в спектроскопии, естественно определить разрешающую способность P по отношению между

смещением $c\theta$ точки попадания ионов на внутреннюю поверхность внешнего цилиндра и величиной $2\sqrt{D't}$, измеряющей утолщение слоя ионов вследствие диффузии. Подставляя вместо θ и t их значения (14) и (19), получим

$$P = \frac{\omega b^2}{k\sqrt{U}}\sqrt{\frac{k}{D}\frac{(L\alpha)^3}{(\alpha^4-1)}}.$$

Возрастание этой разрешающей способности путем увеличения угловой скорости ω ограничено устойчивостью ламинарного режима. Чтобы учесть это обстоятельство, рекомендуется ввести в выражение P число Рейнольдса R, определенное уравнением (15). Отсюда

$$P = \frac{\mu}{\rho}\cdot\frac{R}{k\sqrt{U}}\sqrt{\frac{k}{D}\frac{(L\alpha)^3}{(\alpha-1)^2(\alpha^4-1)}};$$

$\frac{k}{D}$ при заданной температуре является постоянной, общей всем одновалентным ионам, корень квадратный которой практически равен 110 в единицах CGS, откуда

$$P = 110\frac{\mu}{\rho}\frac{R}{k\sqrt{U}}\sqrt{\frac{(L\alpha)^3}{(\alpha-1)^2(\alpha^4-1)}}.$$

Для заданного газа при варьировании давления коэффициент вязкости μ не изменяется, так же как и произведение ρk, ибо подвижность ионов, вообще говоря, обратно пропорциональна давлению. Отсюда следует, что для заданного газа максимальное возможное значение разрешающей способности (сверху ограниченной числом R) зависит только от приложенной разности потенциалов и от форм-фактора α. Впрочем, как нетрудно заметить, влияние этого форм-фактора на P очень ограничено, поскольку функция α, стоящая в выражении для P под знаком корня, достигает максимального значения $\frac{1}{4}$ при α, близком к единице, и медленно уменьшается при удалении α от единицы, т. е. при возрастающем различии между радиусами цилиндров a, b, c. Тем не менее, имеет смысл брать α близким к единице, т. е. делать так, чтобы оба цилиндрических конденсатора,

входящих один в другой, по форме по возможности приблизились к плоскости. Полагая для функции от σ значение $\frac{1}{4}$, получим

$$P = 55\,\frac{\mu R}{\rho k \sqrt{U}}\,.$$

В частности, для воздуха, полагая подвижность равной 500, а константу R равной 2000, получим

$$P = \frac{34}{\sqrt{U}},$$

где U выражена в электростатических единицах CGS. Для $U = 0{,}1$ имеем P близким к 100.

Влияние щелей в муфте. Другая сторона проблемы, нуждающаяся в тщательном изучении, касается возможного влияния щелей, проделанных в муфте для прохождения ионов, на движение увлекаемого газа.

Мы уже видели, что для очень тонкой муфты и при выполнении условия (10) для разностей потенциалов U_1 и U_2, поверхность муфты совпадает с эквипотенциальной поверхностью U_1, и распределение электрического поля остается в точности одним и тем же, какие бы отверстия ни были проделаны в муфте, и даже при полном удалении ее. Этого нельзя, конечно, сказать по отношению к увлечению газа, вполне точно описываемому формулами (6) и (7) только для случая, когда в муфте нет никаких отверстий. Поскольку без отверстий обойтись невозможно, следует оценить и постараться свести к минимуму привносимое ими возмущение, сохраняя при этом достаточно высокое значение доли ионного тока, могущей пройти сквозь муфту. Если муфта бесконечно тонка, электрическое поле не изменяется, и эта доля равна отношению поверхности отверстий к полной поверхности поперечного отрезка муфты, как раз содержащего щель-источник F и электрод E.

Расположение отверстий, благодаря сохранению цилиндрической симметрии, вызывающее наименьшее возмущение движения, описываемого соотношениями (6) и (7),— это горизонтальные щели ff,

периодически расположенные, как это показано на рис. 42 и 44, по всей высоте, занятой щелью-источником F и электродом E. Эти щели, конечно, не могут быть растянуты по всей периферии муфты, но могут занять по возможности бо́льшую ее часть, если расположить их группами, обладающими, по сравнению с их шириною, большой длиной и разделенными сплошными промежутками, достаточными для обеспечения механической прочности муфты. Газ увлекается поверхностью муфты только между щелями, со скоростью $v_0 = \omega b$, приобретаемой муфтой при ее вращении. Дело идет теперь о расчете вызванного присутствием щелей возмущения движения газа и, в частности, об оценке возможного, вследствие такого возмущения, уменьшения тонкости спектров подвижностей.

Если разности $c - b$ и $b - a$ между радиусами цилиндров достаточно малы по сравнению с самими радиусами, искомый расчет не претерпит существенного изменения, если вместо цилиндрической задачи мы будем решать соответствующую плоскую задачу для плоской сетки, состоящей из бесконечно плоских равноотстоящих нитей одинаковой толщины (ниже я рассмотрю влияние конечной толщины этих нитей на движение газа и на распределение электрического поля) и равномерно перемещающейся со скоростью v_0 параллельно длине этих нитей между двумя неподвижными плоскостями, параллельными плоскости сетки и расположенными по обе стороны от нее на равных расстояниях d.

При определенном таким образом ламинарном движении скорость v в любой точке газа очевидно будет параллельна скорости сетки и не будет зависеть от пространственной координаты в этом направлении. Поэтому достаточно будет знать распределение v в любой плоскости P, перпендикулярной к этому направлению, т. е. к длине нитей сетки.

Согласно первому из уравнений (2), очевидно применимому к этому случаю, это распределение удовлетворяет уравнению Лапласа, и задача сводится к нахождению в рассматриваемой плоскости гармонической функции, превращающейся в нуль на обеих прямых AB и CD, являющихся пересечениями плоскости P с параллельными не-

подвижными плоскостями, и принимающей значение v_0 на пересечениях нитей сетки с плоскостью P, например, на MN, $M'N'$ и т. д. (рис. 45). Предполагается, что сетка движется со скоростью v_0, перпендикулярно к плоскости рисунка. Примем за начало координат лежащую в плоскости P этого рисунка точку O — середину сечения нити MN; за ось x примем направление плоскости P, лежащей в плоскости сетки, а за ось y — направление, перпендикулярное к этой плоскости. Обозначим через b толщину каждой нити и через a — ширину просветов между ними.

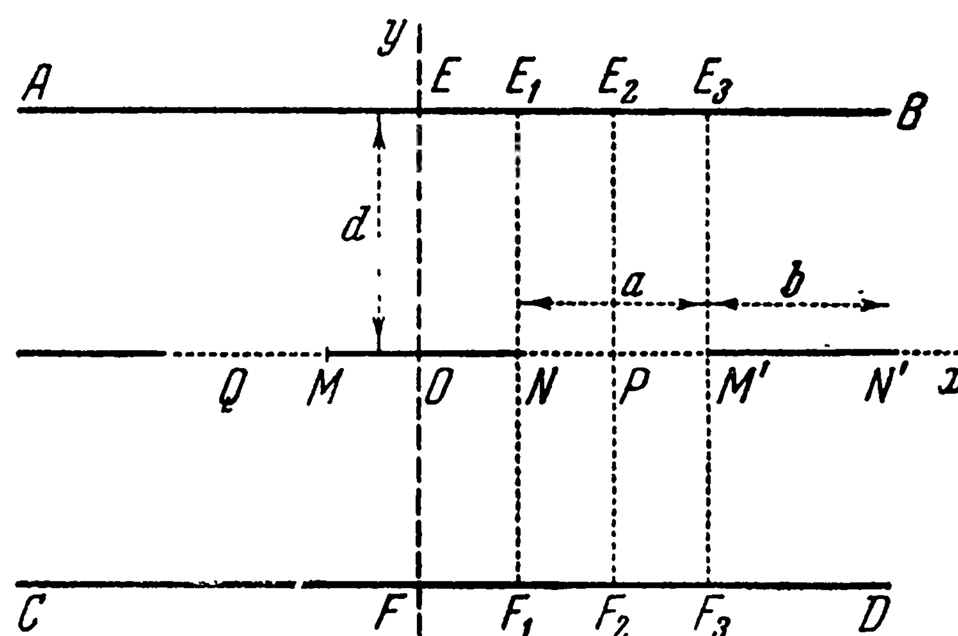


Рис. 45

Формулы, которые мы получили ниже, упростятся для случая, изображенного на рисунке, т. е., для a, равного b; именно этот случай мы и будем предполагать осуществленным в нашем аппарате. Пока же оставим a и b произвольными.

Вследствие периодической структуры сетки искомая функция v от x и y должна быть периодической относительно x с периодом $(a+b)$, и, кроме того, в силу симметричного положения сетки между неподвижными плоскостями AB и CD, она должна быть четной функцией от y.

В случае, когда расстояние d предполагается достаточно большим относительно периода $(a+b)$ (а это условие будет выполнено при конструкции аппарата), мы получаем первое, очень простое решение путем применения метода комплексных переменных, т. е. путем конформного преобразования.

Известно, что, если комплексная переменная

$$Z = X + iY,$$

где X и Y — вещественные величины, является какой-нибудь аналитической функцией от переменной

$$z = x + iy,$$

то сопряженные величины X и Y будут гармоническими функциями от x и y.

Чтобы упростить наши окончательные формулы, положим, сохраняя обозначения рис. 45:

$$\begin{gathered} \xi = \frac{\pi x}{a+b}, \quad \eta = \frac{\pi y}{a+b}, \quad \zeta = \frac{\pi z}{a+b}, \\ \rho = \frac{b}{a+b}, \quad \zeta = \xi + i\eta, \quad \gamma = \sin\frac{\pi\rho}{2}. \end{gathered} \tag{22}$$

Замечательно, что аналитическая функция Z от ζ, а значит и от z, определяемая простым соотношением

$$\gamma \sin Z = \sin\zeta, \tag{23}$$

дает решение нашей задачи.

Чтобы это доказать, переведем соотношение (23) с помощью двух эквивалентных ему уравнений

$$\begin{cases} \gamma \sin X \operatorname{ch} Y = \sin\xi \operatorname{ch}\eta, \\ \gamma \cos X \operatorname{sh} Y = \cos\xi \operatorname{sh}\eta, \end{cases} \tag{24}$$

где γ, по определению (22), является положительной постоянной величиной, меньшей единицы, на язык вещественных величин.

Рассмотрим более подробно функцию Y, определяемую через ξ и η следующим уравнением, полученным при исключении X из двух уравнений (24):

$$\frac{\sin^2\xi \operatorname{sh}^2\eta}{\operatorname{ch}^2 Y} + \frac{\cos^2\xi \operatorname{sh}^2\eta}{\operatorname{sh}^2 Y} = \gamma^2. \tag{25}$$

Легко видеть, что это уравнение, при любых ξ и η, дает для $\operatorname{sh}^2 Y$ одно и только одно положительное значение, которому соответствуют два одинаковых и противоположных по знакам значения $\operatorname{sh} Y$, а

следовательно, и Y. Чтобы окончательно определить функцию Y, мы выберем положительное значение, которое, что тоже легко показать, представляет собой непрерывную функцию от ξ и η во всей плоскости ζ-ов.

Из уравнения (25), не изменяющегося при замене ξ на $\pi+\xi$, следует, что функция Y — периодическая функция от ξ с периодом π, а значит она периодическая функция и от x с периодом $a+b$. Точно также уравнение (25) не изменяется при замене η на $-\eta$, следовательно, наша функция Y является четной функцией от η, а значит и от y.

Покажем теперь, что эта функция делается равной нулю на таких отрезках оси x, как MN, $M'N'$,... (рис. 45), т. е. на нитях сетки, но не в промежутках между ними, т. е. не на таких отрезках оси x, как NM'.

В каждой точке, принадлежащей какому-нибудь из этих отрезков оси x, y, а следовательно, и η_1 равны нулю, и уравнение (25) принимает вид

$$\operatorname{sh}^2 Y(\sin^2\xi-\gamma^2\operatorname{ch}^2 Y)=0. \tag{26}$$

Абсциссы x точек M и N равны соответственно $-b/2$ и $+b/2$ и соответствуют значениям ξ: $-\frac{\pi\rho}{2}$ и $+\frac{\pi\rho}{2}$ или, согласно обозначениям (22), значениям $\sin\xi$: $-\gamma$ и $+\gamma$. Легко видеть, что для всех точек таких отрезков, как MN (нити), $\sin^2\xi$ заключается между 0 и γ^2, в то время как для всех точек таких отрезков, как NM' (просветы), $\sin^2\xi$ заключается между γ^2 и единицей.

Уравнение (26) показывает, что в первом интервале, поскольку $\operatorname{ch}^2 Y$ всегда больше единицы, второй множитель первого члена не может сделаться равным нулю, и единственным возможным решением является то, которое обращает в нуль первый множитель, т. е.

$$Y=0.$$

Во втором интервале, напротив, это решение не годится, так как, при подстановке $\eta=0$ в первое из уравнений (24), превра-

щающееся при этом в

$$\gamma \sin X = \sin \xi,$$

мы получаем невозможное соотношение, так как в рассматриваемом интервале $\sin \xi$ по абсолютному значению всегда больше γ, а X должно быть вещественным.

Следовательно, в этом интервале обязательно должен делаться равным нулю второй множитель первого члена (26), откуда получаем

$$\operatorname{ch}^2 Y = \frac{1}{\gamma^2} \sin^2 \xi,$$

что соответствует значениям Y, варьирующим от 0 в таких точках, как N, M' (края просветов), до максимальных значений Y_p в таких точках, как P (середины просветов.) Значения Y_p задаются уравнением

$$\operatorname{ch} Y_p = \frac{1}{\gamma}. \tag{27}$$

Характер полученной таким путем функции Y со всей ясностью проявляется на рис. 46, передающем зависимость, заданную соотношением (23), между плоскостью ζ-ов и верхней полуплоскостью Z-ов (все значения Y всегда положительны), давая таким образом конформное отображение одной на другую.

Рис. 46 соответствует частному случаю, когда a равно b, и, следовательно, ρ равно $\frac{1}{2}$, откуда

$$\gamma = \sin \frac{\pi\rho}{2} = \sin \frac{\pi}{4} \frac{\sqrt{2}}{2},$$

и, согласно (27):

$$\operatorname{ch} Y_p = \sqrt{2}, \quad Y_p = 0{,}88.$$

Кривые, начерченные в плоскости ζ-ов, являются кривыми

$$Y = \text{const}$$

и соответствуют горизонтальным прямым в плоскости Z-ов. Они проведены для возрастающих значений Y: $\frac{\pi}{8}$, Y_p, $\frac{3\pi}{8}$, $\frac{\pi}{2}$, $\frac{3\pi}{4}$ и π.

Гомологические точки обеих плоскостей Z и ζ обозначены одними и теми же буквами. Мы видим, что при преобразовании (23) отрезки MN, $M'N'$,... оси ξ (нити) удлиняются и укладываются подряд в притык один к другому, превращаясь таким образом в ось X. В то же

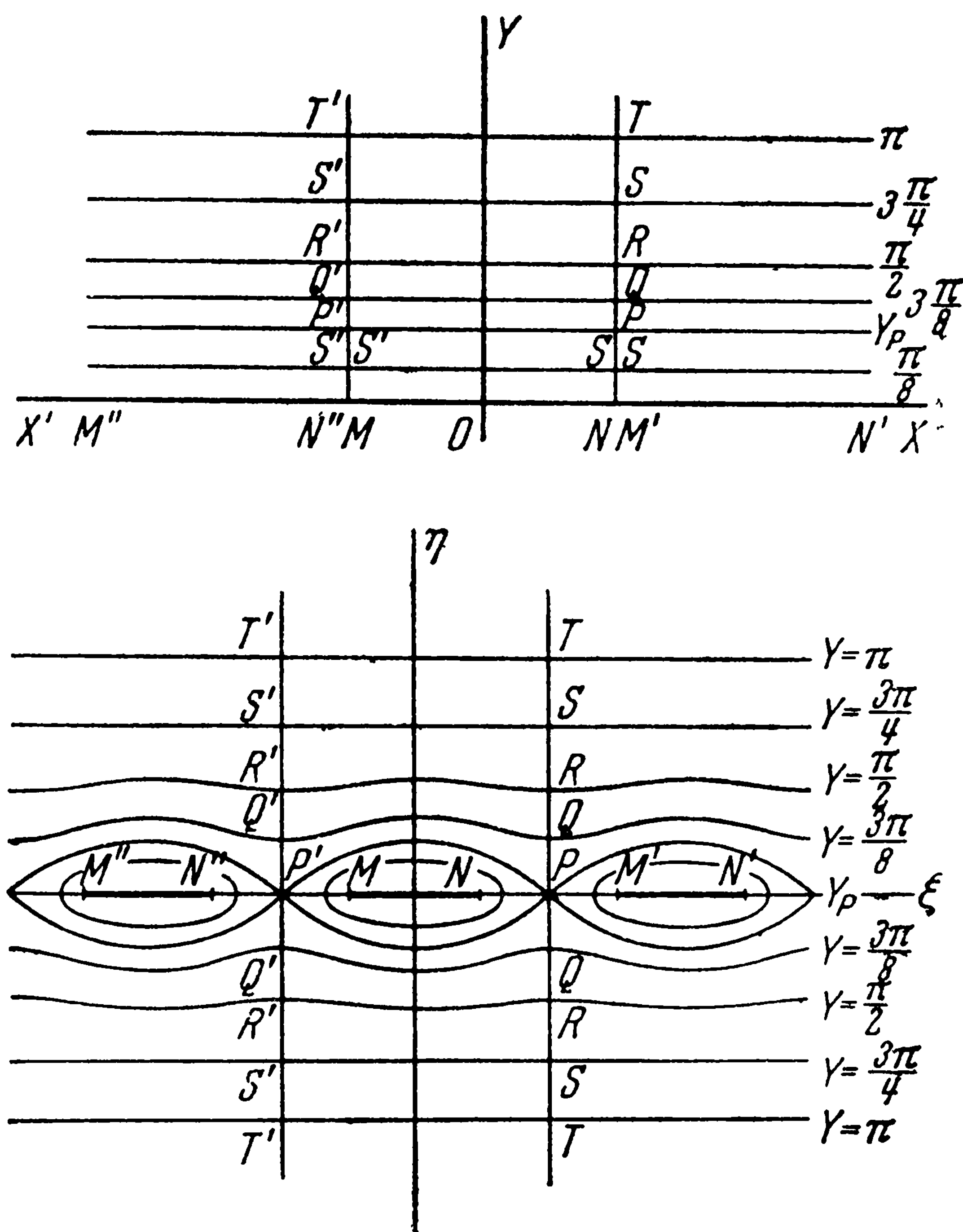


Рис. 46

время такие отрезки, как NM' (просветы), складываются пополам в средней точке P и ставятся вертикально, причем обе половины — NP и PM' накладываются одна на другую.

Из рисунка весьма ясно видно, что деформация, или возмущение, связанное с существованием просветов, очень быстро убывает при удалении от плоскости сетки и практически полностью исчезает на расстоянии от сетки порядка ширины просветов. В то время

как кривая $Q'Q$, соответствующая значению $Y = \frac{3\pi}{8}$, имеет ясно выраженный волнообразный характер, кривая RR' для $Y = \frac{\pi}{2}$ лишь незначительно волниста, а на кривой SS', соответствующей $Y = \frac{3\pi}{4}$, в масштабе рисунка уже не видно никакого следа волнистости. Это значит, что кривые

$$Y = \text{const}$$

при увеличении Y очень быстро преобразуются в кривые

$$\eta = \text{const}.$$

Это обстоятельство можно вывести и непосредственно из уравнения (25), которое, при решении относительно $\text{sh}^2\eta$, дает

$$\text{sh}^2\eta = \text{sh}^2 Y \frac{\gamma^2 \text{ch}^2 Y - \sin^2\xi}{\text{ch}\, Y - \sin^2\xi}; \tag{28}$$

$\text{ch}^2 Y$ очень быстро возрастает с Y, в то время как максимальное значение $\sin^2\xi$ равно единице и, начиная с некоторого достаточно большого значения Y, $\sin^2\xi$ делается ничтожно малым. При этих условиях (28) дает

$$\text{sh}^2\eta = \gamma^2 \text{sh}^2 Y.$$

Это соотношение, при достаточно больших Y, стремится к

$$Y = |\eta| - L\gamma, \tag{29}$$

где $L\gamma$ — Неперов логарифм от γ.

В частном случае, изображенном на рисунке, когда γ равно $\frac{\sqrt{2}}{2}$, это предельное соотношение превращается в

$$Y = |\eta| + L\sqrt{2} = |\eta| + 0{,}34657.$$

С к о р о с т ь в к а к о й - н и б у д ь т о ч к е г а з а. Посмотрим теперь, как использование гармонической функции Y, определенной уравнением (25), позволит нам решить задачу о влиянии про-

светов на движение газа. Положим

$$v = v_0 - CY$$

и определим константу C так, чтобы v было равно нулю на пластинках AB и CD, при $y = \pm d$, т. е. при $\eta = \pm \delta$. Если δ — достаточно велико, а это значит, как мы видели, что δ должно равняться нескольким единицам, в то время как в нашем аппарате оно было порядка 10, можно пользоваться соотношением (29), и C оказывается определенным условием:

$$0 = v_0 - C(\delta - L\gamma),$$

откуда, для решения нашей задачи, получим

$$v = v_0\left(1 - \frac{Y}{\delta - L\gamma}\right). \tag{30}$$

Это значение вполне удовлетворяет поставленному условию, чтобы v было гармонической функцией, принимающей значение v_0 на нитях сетки ($Y = 0$) и равной нулю на пластинах AB и CD.

Таким образом, кривые рис. 46 представляют собой сечения плоскостью чертежа цилиндрических поверхностей, на каждой из которых v имеет постоянное значение.

В плоскости сетки скорость больше всего отличается от v_0 в середине просветов, например, в P, и эта разность имеет значение

$$v_0 - v_P = v_0 \frac{Y_P}{\delta - L\gamma}.$$

В построенном аппарате δ было порядка 10, γ равно $\frac{\sqrt{2}}{2}$, и мы нашли для Y_P значение 0,880; отношение максимального изменения скорости к v_0, таким образом, оказывается равным

$$\frac{v_0 - v_P}{v_0} = \frac{0{,}880}{10 + L\sqrt{2}} = \frac{0{,}880}{10{,}346} = 0{,}085.$$

Изменение траектории. Посмотрим теперь, какое влияние окажет это возмущение, локализованное, как показывает рис 46, вблизи просветов, на перемещение ионов.

В плоской задаче, которой мы заменили цилиндрическую задачу, электрическое поле между пластинками AB и CD, несмотря на существование просветов, остается однородным, если поддерживать сетку при потенциале, среднем между потенциалами AB и CD.

Служащая источником ионов щель F, расположенная на пластинке CD и перпендикулярная к просветам сетки, проектируется на плоскость P рис. 45 в $FF_1F_2F_3$, а электрод E, расположенный на пластинке AB, проектируется на ту же плоскость в $EE_1E_2E_3$. Траекторией какого-нибудь определенного иона, начало пути которого проектируется, например, в F, при неподвижном газе была бы электрическая силовая линия FOE. Увлечение газа при движении сетки, перпендикулярном плоскости рисунка, заставит ион следовать по траектории, проектирующей на FOE, но крайняя точка которой E переместится перпендикулярно к плоскости рисунка на расстояние

$$l = \int v dt = \frac{1}{kh} \int_{-d}^{+d} v dy = \frac{2}{kh} \int_{0}^{d} v dy, \tag{31}$$

где v — скорость увлечения газа в точке прямой FE с ординатой y'; h — напряженность однородного электрического поля; k — подвижность иона в поле.

Впрочем ион сможет достигнуть электрода только, если точка, в которой его траектория должна пересечь сетку, попадет внутрь одного из просветов.

Это будет иметь место для траекторий, спроектированных между F_1E_1 и F_3E_3. Перемещения не будут одинаковыми для всех этих траекторий, и их крайние значения l_1 и l_2 очевидно будут соответствовать траекториям F_1E_1 и F_2E_2, пересекающим один из просветов: первая около его края N, вторая посередине щели в точке P. Если v_1 и v_2 соответственно означают скорости увлечения газа в точках с ординатой y на прямых F_1E_1 и F_2E_2, то, согласно (31), будет

$$l_1 = \frac{2}{kh} \int_{0}^{d} v_1 dy, \quad l_2 = \frac{2}{kh} \int_{0}^{d} v_2 dy. \tag{32}$$

Рассеяние, происходящее из-за наличия просветов, и измеряется как раз этой разностью $l_1 - l_2$. Нас интересует только его относительное значение. Рассмотрим для сравнения перемещение l_0, которое претерпел бы ион, если бы просветы были бесконечно узкими, т. е. если бы a стремилось к нулю. В этом случае, согласно определениям (22), имеем

$$\rho = 1, \quad \gamma = \sin\frac{\pi\rho}{2} = 1, \quad L\gamma = 0,$$

и формула (30), учитывая (29), превращается в

$$v = v_0\left(1 - \frac{|\eta|}{\delta}\right),$$

что хорошо согласуется с простым решением:

$$v = v_0\left(1 - \frac{|y|}{d}\right),$$

в случае, когда сетка заменена материальной плоскостью, перемещаемой со скоростью v_0 между двумя неподвижными плоскостями AB и CD. В этом случае, по (31), имеем

$$l_0 = \frac{2}{kh}\int_0^d v_0\left(1 - \frac{y}{d}\right)dy = \frac{v_0 d}{kh}. \tag{33}$$

Обозначим через Y_1 и Y_2 значения функции Y от η, принимаемые ею на F_1E_1 и на F_2E_2 (рис. 45), соответствующие значениям ξ, равным $\frac{\pi}{2}\rho$ и $\frac{\pi}{2}$, т. е. значениям $\sin\xi$, равным γ и 1.

Согласно (22), (30), (32) будет

$$l_1 - l_2 = \frac{2v_0}{kh(\delta - L\gamma)}\int_0^d (Y_2 - Y_1)\,dy = \frac{2v_0(a+b)}{\pi kh(\delta - L\gamma)}\int_0^\delta (Y_2 - Y_1)\,d\eta,$$

откуда, согласно (33)

$$\frac{l_1 - l_2}{l_0} = \frac{2}{\delta(\delta - L\gamma)}\int_0^\delta (Y_2 - Y_1)\,d\eta. \tag{34}$$

Функции Y_2 и Y_1 от η получаем из (25), полагая $\sin^2\xi$ равным соответственно 1 и γ^2. Таким образом

$$\operatorname{ch} Y = \frac{1}{\gamma} \operatorname{ch} \eta,$$

$$\operatorname{sh}^2 Y_1 = \operatorname{sh} \eta \frac{(\operatorname{sh} \eta + \sqrt{\operatorname{sh}^2 \eta + 4\gamma^2 (1 - \gamma^2)})}{2\gamma^2}.$$

Когда b равно a и γ равно $\frac{\sqrt{2}}{2}$, эти выражения превращаются в

$$\operatorname{ch} Y_2 = \sqrt{2} \operatorname{ch} \eta, \quad \operatorname{sh}^2 Y_1 = \operatorname{sh} \eta (\operatorname{sh} \eta + \operatorname{ch} \eta), \tag{35}$$

а соответствующее относительное рассеяние (34) в

$$\frac{l_1 - l_2}{l_0} = \frac{2}{\delta (\delta + L\sqrt{2})} \int_0^\delta (Y_2 - Y_1)\, d\eta. \tag{36}$$

Из определений (35) следует, что $Y_2 - Y_1$ очень быстро стремится к нулю при увеличении η, так что интеграл, фигурирующий в (36), практически перестает зависеть от своего верхнего предела δ, как только значение δ превзойдет несколько единиц. Это предельное значение интеграла, которое легко вычислить путем графического интегрирования, практически равно 0,314, так что

$$\frac{l_1 - l_2}{l_0} = \frac{0{,}628}{\delta (\delta + L\sqrt{2})}, \qquad \int_0^\delta (v_1 - v_2)\, d\eta = \frac{0{,}314}{\delta + L\sqrt{2}}.$$

Таким образом, для δ, близких к 10, значение относительного рассеяния, обусловленного конечной шириной просветов, равных разделяющим их сплошным плоским промежуткам, оказывается меньше одной сотой, т. е. меньше того порядка тонкости спектра подвижностей, который мы поставили себе целью достигнуть.

II. ВЛИЯНИЕ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ МУФТЫ

Влияние на движение увлекаемого газа. Влияние толщины муфты можно рассматривать с двух точек зрения, так как оно одновременно проявляется как в изменении движения

увлекаемого газа, так и в изменении распределения электрического поля. Рассмотрим сначала первый аспект этой проблемы.

В этом случае опять можно, не изменяя порядка величины получаемого результата, заменить цилиндрическую задачу плоской задачей о равномерном движении сетки, состоящей из параллельных нитей прямоугольного сечения с шириной b и толщиной $2\,c$, разделенных промежутками — щелями ff с шириной a; предположим, что сетка движется параллельно ее нитям с постоянной скоростью v_0 в вязкой среде между двумя неподвижными пластинами, параллельными сетке и расположенными по обе стороны от нее на равных расстояниях d от средней плоскости, разделяющей по толщине каждую нить на две равные части.

На рис. 47 изображено сечение этой системы плоскостью P, перпендикулярной к направлению нитей и, следовательно, к направлению движения сетки. При исследуемом нами ламинарном движении скорость увлеченного газа v в каждой точке будет параллельна этому же направлению и будет зависеть только от координат x и y проекции данной точки на плоскость P. Эта скорость должна стать равной нулю на поверхности неподвижных пластин и равной v_0 во всех точках поверхности нитей. Рис. 47 соответствует предположению, сделанному нами ранее, что ширина нитей равна ширине разделяющих их просветов, но, вообще говоря, эта гипотеза не обязательна при излагаемом ниже решении.

Чтобы облегчить сопоставление этого решения с совершенно отличным от него решением предыдущей задачи, являющейся предельным случаем настоящей (при бесконечно тонкой сетке и расстоянии d — большом относительно периода $(a+b)$ плоской решетки, которую представляет собой сетка), сохраним обозначения (22), добавив к ним следующие:

$$\frac{\pi c}{a+b} = \varepsilon, \quad \sigma = e^{-2\varepsilon}. \tag{22 bis}$$

Мне не удалось найти решение этой задачи сразу для всей области, заключенной между неподвижными плоскостями AB и CD;

чтобы обойти эту трудность, я использовал то обстоятельство, что средняя плоскость сетки, GH, является плоскостью симметрии для всей системы в целом, а также и для всей совокупности данных этой задачи; поэтому, если найти решение для одной половины системы, заключенной, например, между CD и GH, то сразу, путем зеркального отображения в средней плоскости, можно найти решение и для

Рис. 47

другой половины. Нетрудно определить предельные условия для этой новой области: гармоническая функция v от x и от y должна быть равна нулю во всех точках CD и равна v_0 на поверхности полунитей, т. е. на таких полупрямоугольниках, как $MRSN$ (рис. 47); с другой стороны, из соображений симметрии и непрерывности, $\frac{\partial v}{\partial y}$ должна быть равна нулю во всех точках таких отрезков, как NM'. То же относится и к $\frac{\partial v}{\partial \eta}$, если рассматривать v как функцию от ξ и от η.

За начало координат в плоскости P примем точку O, расположенную на CD против середины ширины одной из нитей, хотя бы MN, за ось x примем прямую CD, а за ось y — перпендикуляр к ней, опущенный из O на CD в плоскости P.

Чтобы определить форму искомого решения, заметим, что так же, как и в случае задачи о бесконечно тонкой сетке, периодическая

структура сетки заставляет это решение быть периодической функцией от x с периодом $(a + b)$ и, следовательно, функцией от ξ с периодом π. С другой стороны, симметрия системы относительно Oy заставляет решение быть четной функцией от x, а следовательно, и от ξ. Значит, разложение v в ряд Фурье должно иметь вид

$$v = \sum_{n=u}^{\infty} Y_n \cos 2n\xi. \tag{37}$$

Здесь Y_n — функции от y, а значит и от v. Функция v должна быть равна нулю во всех точках CD, т. е. при любых ξ, если η равно нулю; значит, каждое Y должно быть равно нулю одновременно с η.

Из (37) находим

$$\frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} = -\sum 4n^2 Y_n \cos 2\pi\xi$$

и

$$\frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} = \sum \frac{d^2 Y_n}{d\eta^2} \cos 2\pi\xi.$$

Условием того, что v — гармоническая функция, теперь является:

$$\sum \left(\frac{d^2 Y_n}{d\eta^2} - 4n^2 Y_n \right) \cos 2\pi\xi = 0,$$

а чтобы это условие было выполнено при любом ξ, Y_n должно удовлетворять дифференциальному уравнению

$$\frac{d^2 Y_n}{d\eta^2} - 4n^2 Y_n = 0, \tag{38}$$

общий интеграл которого, когда целое положительное число n не равно нулю, равен

$$Y_n = C_n \operatorname{sh} 2n\eta + D_n \operatorname{ch} 2n\eta.$$

Так как Y_n должно быть равно нулю одновременно с η, то отсюда следует, что D_n равно нулю.

Для n, равного нулю, уравнение (38) имеет вид

$$\frac{d^2 Y_0}{d\eta^2} = 0,$$

откуда

$$Y_0 = C_0\eta + D_0,$$

где D_0 должно быть равно нулю, чтобы Y_0 делалось нулем одновременно с η.

Следовательно, разложение v в ряд Фурье обязательно должно иметь вид

$$v = C_0\eta + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \operatorname{sh} 2n\eta \cos 2n\xi. \qquad (39)$$

Константы A_0 и $C_1, C_2, \ldots, C_n, \ldots$ будут определены граничными условиями на верхнем краю области, т. е. на GH.

Для нас имеет смысл, для удобства применения, положить

$$C_0 = \frac{A_0}{\delta}, \quad C_n = \frac{A_n}{\operatorname{sh} 2n\delta}$$

и принять константы A_0 за неизвестные. При этом разложение (39) превращается в

$$v = A_0 \frac{n}{\delta} + A_n \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi. \qquad (40)$$

Посмотрим, каковы должны быть соотношения между A_n, чтобы граничные условия были определены для верхнего края нашей области. Вследствие ее периодичности в направлении x, нам достаточно будет рассмотреть участок $RSNPM'$ этого верхнего края (рис. 47). Этот участок складывается из трех частей: RS, SN и NM', которые и приведут нас соответственно к трем независимым группам уравнений.

Группа I. При любых x или ξ v должно быть равно v_0 на RS. Условие необходимое и достаточное, чтобы это имело место, состоит в том, чтобы на отрезке RS коэффициенты в разложении v в ряду Фурье были все равны нулю, за исключением первого, который должен быть равным v_0. Так как v — четная функция от ξ, а эта переменная в R и в S принимает соответственно значения $-\frac{\pi\rho}{2}$ и $+\frac{\pi\rho}{2}$,

то указанное разложение неизбежно должно иметь вид

$$v = \sum_{n=0}^{\infty} V_m \cos \frac{2m\xi}{\rho} . \tag{41}$$

С другой стороны, так как на отрезке RS $\eta = \delta - \varepsilon$, то выражение (40) превращается в

$$v = A_0 \frac{\delta - \varepsilon}{\delta} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta - \varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos_2 n\xi. \tag{42}$$

С помощью хорошо известного приема умножения обоих членов на $\cos \frac{2m\xi}{\rho}$ и интегрирования по ξ от $-\frac{\pi\rho}{2}$ до $+\frac{\pi\rho}{2}$, или, что то же самое, ввиду четности v, от 0 до $\frac{\pi\rho}{2}$, соотношение (41) дает

$$V_m = 2 \int_0^{\frac{\pi\rho}{2}} v \cos \frac{2m\xi}{\rho} d\xi$$

для целых значений m от 1 до бесконечности, и

$$V_0 = \frac{2}{\pi\rho} \int_0^{\frac{\pi\rho}{2}} v\, d\xi,$$

для m, равного нулю.

Заменяя v в этих интегралах выражением (42) и записывая, что V_0 должно быть равным v_0, а V_m — нулю для других значений m от 1 до бесконечности, мы получим первую группу уравнений, линейных относительно A_n:

$$\left.\begin{aligned} v_0 = A_0 \frac{\delta - \varepsilon}{\delta} + \frac{1}{\pi\rho} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{n} \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta - \varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin n\pi\rho, \\ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{nA_n}{n^2\rho^2 - m} \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta - \varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin n\pi\rho = 0 \ (m \geqslant 1). \end{aligned}\right\} \tag{43}$$

Эти уравнения упрощаются в двух особенно интересных случаях.
Для бесконечно тонкой сетки $\varepsilon = 0$, и (43) превращается в

$$\left.\begin{aligned} v_0 &= A_0 + \frac{1}{\pi\rho}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{A_n}{n}\sin n\pi\rho, \\ \sum_{n=1}^{\infty}&\frac{nA_n}{n^2\rho^2 - m^2}\sin n\pi\rho = 0. \end{aligned}\right\} \quad (44)$$

Если d достаточно велико относительно $a + b$, чтобы δ было больше нескольких единиц, имеем

$$\frac{\operatorname{sh} 2(\delta - \varepsilon)}{\operatorname{sh} 2\delta} = e^{-2\varepsilon} = \sigma$$

и (43) приобретает вид

$$\left.\begin{aligned} v_0 &= A_0\frac{\delta - \varepsilon}{\delta} + \frac{1}{\pi\rho}\sum_{1}^{\infty}\frac{A_n\sigma^n}{n}\sin n\pi\rho, \\ \sum_{1}^{\infty}&\frac{nA_n\sigma^n}{n^2\rho^2 - m^2}\sin n\pi\rho = 0. \end{aligned}\right\} \quad (45)$$

(44) очевидно является пределом (45) при $\varepsilon = 0$ или $\sigma = 1$.

Группа II. Аналогичный прием приведет нас к группе уравнений, выражающих условие, что на отрезке NM' $\frac{\partial\eta}{\partial v} = 0$ при любых значениях ξ между значением $\frac{\pi}{2}\rho$, соответствующим точке N, и значением $\pi - \frac{\pi}{2}\rho$, соответствующим точке M'. Положим для удобства

$$\xi = \frac{\pi}{2} + \xi',$$

где ξ' варьирует между $-\frac{\pi}{2}(1 - \rho)$ и $+\frac{\pi}{2}(1 - \rho)$. Прямая F_2P, соответствующая ξ, равному $\frac{\pi}{2}$, так же, как и OY, является осью двойной симметрии системы, поэтому $\frac{\partial v}{\partial\eta}$ должна быть четной функцией как от ξ, так и от ξ', и должна разлагаться на отрезке $N'M$ в ряд

в форме

$$\frac{\partial v}{\partial \eta} = \sum_{m=0}^{\infty} V'_m \cos \frac{2m\xi'}{1-\rho}.$$

Необходимым и достаточным условием для того, чтобы $\frac{\partial v}{\partial \eta}$ было равно нулю во всех точках NM', является равенство нулю всех V'_n, включая и V'_0. Это выражается уравнениями, имеющими место для всех целых значений m от нуля до бесконечности

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}(1-\rho)} \frac{\partial v}{\partial \eta} \cos \frac{2m\xi'}{1-\rho} = 0. \tag{46}$$

С другой стороны, выражение (40) для v дает

$$\frac{\partial v}{\partial \eta} = \frac{A_0}{\delta} + \sum_{n=1}^{\infty} 2nA_n \operatorname{ch} \frac{2\pi\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi,$$

или, при подстановке вместо η его значения δ, которое оно принимает на NM', и замене ξ на $\frac{\pi}{2} + \xi'$:

$$\frac{\partial v}{\partial \eta} = \frac{A_0}{\delta} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n 2nA_n \coth 2n\delta \cos 2n\xi'.$$

Заменяя в уравнениях (46) $\frac{\partial v}{\partial \eta}$ этим выражением и производя интегрирование, получим

$$\left.\begin{aligned} &\frac{A_0}{\delta} + \frac{2}{\pi(1-\rho)} \sum_1^{\infty} (-1)^n A_n \coth 2n\delta \sin n\pi(1-\rho) = 0, \\ &\sum_1^{\infty} \frac{(-1)^n n^2 A_n}{n^2(1-\rho^2) - m^2} \coth 2n\delta \sin n\pi(1-\rho) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{47}$$

При достаточно большом δ гиперболические котангенсы практически равны единице, и группа (47) получает вид:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{A_0}{\delta}+\frac{2}{\pi(1-\rho)}\sum_1^{\infty}(-1)^n A_n \sin n\pi(1-\rho)=0,\\&\sum_1^{\infty}\frac{(-1)^n n^2 A_n}{n^2(1-\rho)^2-m^2}\sin n\pi(1-\rho)=0.\end{aligned}\right\}\tag{48}$$

Эти уравнения без всяких изменений могут быть применены к случаю бесконечно тонкой сетки.

Группа III. Рассмотрим теперь отрезок SN верхнего контура нашей области (рис. 47), на котором v при любых η должно быть равным v_0.

Так как на этом контуре ξ везде равно $\frac{\pi}{2}\rho$, то разложение (40) принимает вид

$$v=A_0\frac{\eta}{\delta}+\sum_{n=1}^{\infty}A_n\frac{\operatorname{sh}2n\eta}{\operatorname{sh}2n\delta}\cos n\pi\rho.$$

На сегменте SN η варьирует от $\delta-\varepsilon$ до δ, или, полагая

$$\eta=\delta-x,$$

получим, что x варьирует между 0 и ε. Разложение (48) превращается в

$$v=A_0-\frac{A_0x}{\delta}+\sum_1^{\infty}A_n\frac{\operatorname{sh}2n(\delta-x)}{\operatorname{sh}2n\delta}\cos n\pi\rho.\tag{49}$$

Разложение в ряд произвольной функции от x между 0 и ε имеет вид

$$v=\sum_0^{\infty}V_m\cos\frac{2m\pi}{\varepsilon}x+\sum_1^{\infty}U_m\sin\frac{2m\pi}{\varepsilon}x$$

и, чтобы v было равно v_0 при любом x между 0 и ε, необходимо и достаточно, чтобы V_0 было равно v_0 и все V_m и U_m были равны нулю для всех целых значений m от 1 до ∞. Отсюда получаем

следующие уравнения:

$$\left.\begin{aligned} v_0 &= \frac{1}{\varepsilon}\int_0^\varepsilon v\,dx, \\ \int_0^\varepsilon v\cos\frac{2m\pi}{\varepsilon}\,x\,dx &= 0, \\ \int_0^\varepsilon v\sin\frac{2m\pi}{\varepsilon}\,x\,dx &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{50}$$

Подставляя вместо v его выражение (49) и производя интегрирование, получаем группу уравнений, линейных относительно A_n:

$$\left.\begin{aligned} v_0 = \left(1 - \frac{\varepsilon}{2\delta}\right)A_0 + \frac{1}{2\varepsilon}\sum_1^\infty \frac{\cos n\pi\rho}{n}\,\frac{\operatorname{ch} 2n\delta - \operatorname{ch} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta}\,A_n, \\ \sum_1^\infty \frac{n\cos n\pi\rho}{n^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2}\,\frac{\operatorname{ch} 2n\delta - \operatorname{ch} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta}\,A_n = 0, \\ \sum_1^\infty \frac{n\cos n\pi\rho}{n^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2}\left[1 - \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta}\right]A_n = 0 \quad (m \geqslant 1). \end{aligned}\right\} \tag{51}$$

Если δ — велико, это сводится к

$$\left.\begin{aligned} v_0 = \left(1 - \frac{\varepsilon}{2\delta}\right)A_0 + \frac{1}{2\varepsilon}\sum_1^\infty \frac{\cos n\pi\rho}{n}\,(1 - \sigma^n)\,A_n, \\ \sum_1^\infty \frac{n\cos n\pi\rho}{n^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2}\,(1 - \sigma^n)\,A_n = 0, \\ \sum_1^\infty \frac{\cos n\pi\rho}{n^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2}\,(1 - \sigma^n)\,A_n = 0 \ (m \geqslant 1). \end{aligned}\right\} \tag{52}$$

При переходе к предельному случаю бесконечно тонкой сетки ε стремится к нулю, σ, равное $\varepsilon^{-2\varepsilon}$, стремится к 1, и легко видеть, что остается только первое уравнение одной из групп (51) или (52),

принимающее вид

$$v_0 = A_0 + \sum A_n \cos n\pi\rho, \qquad (53)$$

что попросту означает, как это легко проверить по разложению (40), что в точке N (рис. 44), для которой ξ равно $\frac{\pi}{2}\rho$ и η равно δ, v должно делаться равным v_0. И, действительно, при бесконечном уменьшении толщины нитей сегмент SN (рис. 47) сводится к одной этой точке.

Впрочем это уравнение (53) следует рассматривать как следствие из уравнений (44), относящихся к тому же самому случаю бесконечно тонкой сетки и выражающих условие, что v равно v_0 во всех точках MN (рис. 44), и, в частности, в точке N. Поэтому в этом частном случае остаются только две группы независимых уравнений (44) и (48).

Совокупность трех групп (43), (47) и (51) представляет собой систему бесконечного числа линейных уравнений с бесконечным числом неизвестных A_n. Хотя мне и не удалось прямо получить полное решение этой системы, все же я убедился в том, что, ограничиваясь конечным числом неизвестных и правильно выбирая такое же число уравнений, из этой системы можно найти решение нашей задачи с любой желаемой степенью приближения. Так, например, можно сохранить только n первых неизвестных, от A_0 до A_{n-1}, а также первые уравнения каждой из трех групп, общим числом не более n. Когда, как в нашем случае, дело идет только об определении порядка величины расхождений или поправочных членов, нет необходимости заходить слишком далеко в применении этого приема, чтобы получить вполне удовлетворительное приближение. Я хотел бы показать это, сравнив результаты, получающиеся при таком решении для предельного случая бесконечно тонкой сетки, со строгим решением, полученным нами непосредственно для этого предельного случая при изучении влияния ширины щелей. Впрочем я ограничусь частным случаем, для которого была найдена численная величина этого строгого решения, а именно, случаем, когда ширина щелей a равна ширине нитей b и ρ равно $\frac{1}{2}$.

Но, как мы уже отмечали, для бесконечно тонкой сетки остаются только две группы уравнений (44) и (48), упрощающиеся, если ρ положить равным $\frac{1}{2}$. Этот переход к пределу следует производить с некоторой осторожностью. Рассмотрим прежде всего группу (44); она превращается в

$$v_0 = A_0 + \frac{2}{\pi} \sum_{1}^{\infty} \frac{A_n}{n} \sin \frac{n\pi}{2} ,$$

$$\sum_{1}^{\infty} \frac{nA_n}{n^2 - 4m^2} \sin \frac{n\pi}{2} = 0.$$

Сумма, фигурирующая в первом из этих уравнений, не вызывает никаких затруднений. Стоящий в ней синус отличен от нуля только для нечетных значений n вида $2p+1$ и равен в этом случае $(-1)^p$; во всех суммах, фигурирующих в остальных уравнениях, отличны от нуля не члены, содержащие нечетные значения n, а член, для которого n принимает четное значение $2m$, при котором знаменатель делается равным нулю одновременно с синусом. Чтобы найти истинное значение этого члена, достаточно положить в нем n стремящимся к $2m$. Тогда получается:

$$\left.\begin{aligned} v_0 &= A_0 + \frac{2}{\pi} \sum_{p-1}^{\infty} \frac{(-1)^p}{2p+1} A_{2p+1}, \\ A_{2m} &+ \frac{4}{\pi} (-1)^m \sum_{0}^{\infty} \frac{(-1)^p (2p+1)}{(2p+1)^2 - 4m^2} A_{2p+1} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (54)$$

Точно так же группа (48), при замене ρ частным значением $\frac{1}{2}$, превращается в

$$\frac{A_0}{\delta} + \frac{4}{\pi} \sum_{1}^{\infty} (-1)^n A_n \sin \frac{n\pi}{2} = 0,$$

$$\sum_{1}^{\infty} \frac{(-1)^n n^2 A_n}{n^2 - 4m^2} \sin \frac{n\pi}{2} = 0.$$

Соображения, аналогичные вышеприведенным, окончательно дают

$$\left.\begin{aligned} &\frac{A_0}{\delta}-\frac{4}{\pi}\sum_{p=0}^{\infty}(-1)^p A_{2p+1}=C,\\ &A_{2m}-\frac{2}{m\pi}(-1)^m\sum_{p=0}^{\infty}\frac{(-1)^p(2p+1)^2}{(2p+1)^2-4m^2}A_{2p+1}=0. \end{aligned}\right\} \qquad (55)$$

Если из каждого уравнения второй строчки этой группы вычесть соответствующее уравнение второй строки группы (54), то группа (55) заменится более простой группой

$$\left.\begin{aligned} &\frac{A_0}{\delta}-\frac{4}{\pi}\sum_{p=0}^{\infty}(-1)^p A_{2p+1}=0.\\ &\sum_{p=0}^{\infty}\frac{(-1)^p(2p+1)}{2p+1-2m}A_{2p+1}=0. \end{aligned}\right\} \qquad (56)$$

Вид этой последней группы, в которую входят только неизвестные с нечетным индексом у A_0, указывает разумный способ выбора уравнений для заданной степени приближения. Если ограничиться четным числом неизвестных, равным $2p+2$, от A_0 до A_{2p+1}, то число неизвестных с нечетным индексом равно $p+1$, и для того, чтобы определить их в функции от A_0, следует из группы (56) взять то же число, т. е. $p+1$ уравнений, а именно, уравнение, стоящее в первой строчке, и p уравнений второй строчки, от $m=1$ до $m=p$ включительно.

После решения составленной таким образом системы и получения неизвестных с нечетным индексом в функции A_0, первое уравнение группы (54) после подстановки будет содержать только A_0, которое и будет определено таким образом, и, наконец, каждое из p первых уравнений второй строки группы (54), при изменении m от 1 до p, сразу же дает одну из неизвестных с четным индексом, от A_2 до A_{2p}.

Если ограничиться нечетным числом неизвестных, от A_0 до A_{2p+2}, можно точно таким же приемом найти $2p+2$ первых неизвестных,

от A_0 до A_{2p+1}, т. е., другими словами, можно просто взять результаты выше указанного четного приближения и прибавить к нему A_{2p+2}, полученное из уравнения (53), которое при $\rho = \frac{1}{2}$ содержит только неизвестные с четными индексами, так как в этом случае оно имеет вид

$$v_0 = A_0 + \sum_1 (-1)^p A_{2p} = \sum_0 (-1)^p A_{2p}.$$

Значит, чтобы получить приближение четного порядка, т. е. порядка $2p+2$, или нечетного порядка, т. е. порядка $2p+3$, достаточно решить систему линейных уравнений с $p+1$ неизвестными, к которой сводится группа (56), если ограничить ее так, как было указано выше.

Сопоставление полученных таким путем результатов с результатами первого решения, выраженного формулами (25) и (30), можно сделать, вычисляя, например, v_p, а также интеграл

$$\int_0^\delta (v_1 - v_2)\, d\eta.$$

Для этих величин первое решение дало нам

$$\left.\begin{aligned} v_0 - v_p &= \frac{Y_p}{\delta + L\sqrt{2}}\, v_0 = \frac{0{,}880}{\delta + 0{,}346}\, v_0, \\ \text{и} \qquad \int_0^\delta (v_1 - v_2)\, d\eta &= \frac{0{,}314 v_0}{\delta + 0{,}346}\,. \end{aligned}\right\} \tag{57}$$

Рассматриваемое в настоящий момент решение позволяет нам выразить эти же величины в функции от A_n. Что касается точки p, являющейся серединой щели, и координаты которой равны

$$\xi = \frac{\pi}{2}, \quad \eta = \delta,$$

то разложение (40) дает

$$v_p = A_0 + \sum_1^\infty (-1)^n A_n = \sum_0^\infty (-1)^n A_n. \tag{58}$$

Для вычисления интеграла выведем из разложения (40) следующие выражения для v_1 и v_2, получающиеся при значениях ξ, равных соответственно $\frac{\pi}{4}$ и $\frac{\pi}{2}$:

$$v_1 = A_0 \frac{\eta}{\delta} \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \frac{\operatorname{sh} 4p\eta}{\operatorname{sh} 4p\delta} A_{2p},$$

$$v_2 = A_0 \frac{\eta}{\delta} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} A_n.$$

Интегрируя по η от нуля до δ, получаем

$$\int_0^\delta v_1\, d\eta = A_0 \frac{\delta}{2} + \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p \frac{\operatorname{ch} 4p\delta - 1}{4p \operatorname{sh} 4p\delta} A_{2p}$$

и

$$\int_0^\delta v_2\, d\eta = A_0 \frac{\delta}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\operatorname{ch} 2n\delta - 1}{2n \operatorname{sh} 2n\delta} A_n.$$

Когда δ достаточно велико, эти выражения сведутся к следующим:

$$\left.\begin{aligned} \int_0^\delta v_1\, d\eta &= A_0 \frac{\delta}{2} + \sum_{p=1}^{\infty} \frac{(-1)^p}{4p} A_{2p}, \\ \int_0^\delta v_2\, d\eta &= A_0 \frac{\delta}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n} A_n. \end{aligned}\right\} \quad (59)$$

Посмотрим теперь, каковы будут результаты наших последовательных приближений, полученных, как было указано выше, с использованием уравнений (54) и (56). Для удобства вычислений полезно, вместо A_n, ввести вспомогательные неизвестные x_n, определенные следующим образом:

$$x_{2p} = (-1)^p A_{2p}, \quad x_{2p+1} = (-1)^p \frac{4(2p+1)}{\pi} A_{2p+1}.$$

Тогда уравнения для x_n имеют вид

$$\left.\begin{aligned} v_0 &= x_0 + \sum_{p=0} \frac{x_{2p+1}}{2(2p+1)^2}, \\ x_{2m} &+ \sum_{p=0} \frac{x_{2p+1}}{(2p+1)^2 - 4m^2} = 0; \end{aligned}\right\} \qquad (60)$$

$$\frac{x_0}{\delta} = \sum_{p=0} \frac{x_{2p+1}}{2p+1}, \quad \sum_{p=0} \frac{x_{2p+1}}{2p+1-2m} = 0. \qquad (61)$$

Дополнительное уравнение (53) превратится при этом в выражение

$$v_0 = \sum_{p=0} x_{2p}. \qquad (62)$$

Интересно, что даже при сохранении очень небольшого числа неизвестных уже получается очень хорошее приближение. Пусть их, например, будет только четыре: x_0, x_1, x_2, x_3; тогда системы (60), (61) будут иметь вид

$$v_0 = x_0 + \frac{x_1}{3} + \frac{x_3}{18}, \qquad x_2 - \frac{x_1}{3} + \frac{x_3}{5} = 0;$$

$$\frac{x_0}{\delta} = x_1 + \frac{x_3}{3}, \qquad x_1 - x_3 = 0.$$

Решение этой системы позволяет найти неизвестные A, связанные с x-ми соотношениями

$$A_0 = x_0, \quad A_2 = -x_2, \quad A_1 = \frac{\pi}{4} x_1, \quad A_3 = -\frac{\pi}{12} x_3,$$

и вывести, применяя формулы (58) и (59),

$$v_0 - v_p = v_0 - A_0 + A_1 - A_2 + A_3,$$

$$\int^{\delta} (v_1 - v_2)\, d\eta = \frac{A_1}{2} - \frac{A_2}{1} + \frac{A_3}{6}.$$

Очень простые численные расчеты дают таким образом:

$$v_0 - v_p = \frac{0{,}909 v_0}{\delta + 0{,}417},$$

$$\int_0^\delta (v_1 - v_n)\, d\eta = \frac{0{,}312 v_0}{\delta + 0{,}417},$$

что, по сравнению с (57), показывает, как быстро наш метод последовательных приближений приводит к удовлетворительным оценкам. Проверка нашего метода для частного случая бесконечно тонкой сетки, для которого нам уже было известно другое, более прямое решение, дает нам основание отнестить с доверием к результатам, которые этот метод даст нам для сетки конечной толщины.

Применим общие формулы (45), (48), (52), относящиеся к случаю, когда расстояние d достаточно велико по сравнению с $(a + b)$, положив a равным b, или ρ равным $\frac{1}{2}$. При этом сразу получим группы

$$\left.\begin{aligned} v_0 &= A_0 + \frac{2}{\pi} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p \sigma^{2p+1}}{2p+1} A_{2p+1}, \\ \frac{4(-1)^m}{\pi} &\sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p \frac{(2p+1)\, \sigma^{2p+1-2m}}{(2p+1)^2 - 4m^2} A_{2p+1} + A_{2m} = 0; \end{aligned}\right\} \quad (63)$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{A_0}{\delta} &= \frac{4}{\pi} \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p A_{2p+1}, \\ \frac{2(-1)^m}{m\pi} &\sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p (2p+1)^2}{(2p+1)^2 - 4m^2} A_{2p+1} - A_{2m} = 0. \end{aligned}\right\} \quad (64)$$

Складывая вторую строку группы (64) со второй строкой (63), можно, вместо группы (64), подставить более простую группу

$$\left.\begin{aligned} \frac{A_0}{\delta} &= \frac{4}{\pi} \sum_{p=0}^{\infty} (-1)^p A_{2p+1}, \\ \sum \frac{(2p+1)^2 - 4m^2}{(-1)^p (2p+1)} &\left(\sigma^{2p+1-2m} + \frac{2p+1}{2m}\right) A_{2p+1} = 0, \end{aligned}\right\} \quad (65)$$

в которой, наряду с A_0, фигурируют только неизвестные с нечетным индексом.

Если в группе (52) положить ρ равным $\frac{1}{2}$, получим

$$\left.\begin{aligned} v_0 &= \left(1-\frac{\varepsilon}{2\delta}\right)A_0+\frac{1}{2\varepsilon}\sum_{p=1}^{\infty}(-1)^p\frac{1-\sigma^{2p}}{2p}A_{2p},\\ &\sum_{p=1}^{\infty}\frac{(-1)^p(1-\sigma^{2p})}{4p^2\varepsilon^2+m^2\pi^2}A_{2p}=0,\\ &\sum_{p=1}^{\infty}\frac{(-1)^p p(1-\sigma^{2p})}{4p^2\varepsilon^2+m^2\pi^2}A_{2p}=0.\end{aligned}\right\}\qquad(66)$$

Эта группа играет для неизвестных с четным индексом ту же роль, что и группа (65) для неизвестных с нечетным индексом.

Выводы из этих формул смогут быть сделаны после того, как мы решим задачу о распределении электрического поля для сетки конечной толщины, расположенной между двумя симметричными по отношению к ней пластинками.

Распределение электрического поля. Если предположить, что сетка и пластины могут находиться при заданных потенциалах, то задача о распределении потенциала и соответствующего поля оказывается вполне аналогичной предыдущей задаче и сводится к нахождению гармонической функции в плоскости P, принимающей заданные значения на границе области, заключенной между сеткой и пластинами. Если предположить, что обе пластины находятся при одинаковом потенциале, который мы можем считать исходным и предполагать равным нулю, получится решение, в точности аналогичное предыдущему, в котором роль скорости газа v играет электрический потенциал U.

Для нашего аппарата электрическая задача отличается от предыдущей задачи и, как будет показано ниже, дополняет ее. Чтобы ионы перемещались в одном и том же направлении до и после прохождения через сетку, надо, чтобы пластины находились при потенциалах противоположных знаков относительно потенциала сетки;

точнее, чтобы удовлетворить условию (10) цилиндрической задачи, пластины должны находиться при одинаковых по величине и противоположных по знаку потенциалах. Если сначала за исходный принять потенциал сетки, то симметрия системы требует, чтобы потенциалы любых двух точек, симметричных относительно медианной плоскости GH (рис. 47), были равны и противоположны по знаку, следовательно, потенциал будет равен нулю во всех точках этой плоскости, т. е. на всех сегментах NM', расположенных на GH внутри щелей. Это позволяет нам, как и в предыдущей задаче, рассматривать только половину всей первоначальной области и решать задачу Дирихле для участка плоскости между CD и верхней зубчатой границей, составленной из последовательности частей типа $MRSNPM'$; на всем протяжении этой верхней границы потенциал должен быть равен нулю, в то время, как на нижней прямолинейной границе CD он принимает постоянное значение. К этому же результату можно, впрочем, прийти и другим путем, просто изменив отсчет потенциалов и положив, что потенциал U равен нулю на CD и принимает заданное значение U_1 на верхнем зубчатом краю полуобласти.

Рассуждая точно так же, как мы это делали при изучении движения газа, легко показать, что разложение в ряд функции U, одновременно гармонической и периодической относительно ξ, должно иметь вид, аналогичный (40):

$$U = B_0 \frac{\eta}{\delta} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi. \tag{67}$$

Условие, чтобы U принимало значение U_1 во всех точках сегмента RS, можно выразить группой линейных уравнений относительно B_n, в точности аналогичной группе (43):

$$\left.\begin{aligned} U_1 = B_0 \frac{\delta-\varepsilon}{\delta} + \frac{1}{\pi\rho} \sum_{1}^{\infty} \frac{B_n \operatorname{sh} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin n\pi\rho, \\ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{nB_n}{n^2\rho^2 - m^2} \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin n\pi\rho = 0. \end{aligned}\right\} \tag{68}$$

Вторая группа должна выразить, что U принимает значение U_1 также и на сегменте NM'; поступая так же, как мы это делали, чтобы получить (47), мы легко получаем

$$\left.\begin{aligned} &U_1 = B_0 + \frac{1}{\pi(1-\rho)} \sum_1^\infty (-1)^n \frac{B_n}{n} \sin n\pi(1-\rho), \\ &\sum_{n=1}^\infty (-1)^n \frac{nB_n}{n^2(1-\rho)^2 - m^2} \sin n\pi(1-\rho) = 0. \end{aligned}\right\} \quad (69)$$

И, наконец, условие, что U на SN равно U_1, выражается так

$$\left.\begin{aligned} &U_1 = \left(1 - \frac{\varepsilon}{2\delta}\right) B_0 + \frac{1}{2\varepsilon} \sum_1^\infty \frac{B_n}{n} \frac{\operatorname{ch} 2n\delta - \operatorname{ch} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos n\pi\rho. \\ &\sum_{n=1}^\infty \frac{nB_n}{n^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2} \frac{\operatorname{ch} 2n\delta - \operatorname{ch} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos n\pi\rho = 0, \\ &\sum_{n=1}^\infty \frac{B_n}{n^2\varepsilon^2 + m^2n^2} \frac{\operatorname{ch} 2n\delta - \operatorname{ch} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos n\pi\rho = 0. \end{aligned}\right\} \quad (70)$$

Эти уравнения можно значительно упростить, если предположить, что δ достаточно велико и ρ равно $\frac{1}{2}$, т. е. что мы имеем дело с частным случаем, при котором ширина щелей равна ширине нитей. Тогда три группы (68), (69) и (70) превращаются соответственно в следующие:

$$\left.\begin{aligned} &U_1 = B_0 \frac{\delta - \varepsilon}{\delta} + \frac{2}{\pi} \sum_{p=0}^\infty \frac{(-1)^p \sigma^{2p+1}}{2p+1} B_{2p+1}, \\ &(-1)^m B_{2m} + \frac{4}{\pi} \sum_1^\infty \frac{(-1)^p (2p+1) \sigma^{2p+1-2m}}{(2p+1)^2 - 4m^2} B_{2p+1} = 0; \end{aligned}\right\} \quad (71)$$

$$\left.\begin{aligned} &U_1 = B_0 - \frac{2}{\pi} \sum_{p=0}^\infty \frac{(-1)^p}{2p+1} B_{2p+1}, \\ &(-1)^m B_{2m} - \frac{4}{\pi} \sum_1^\infty \frac{(-1)^p (2p+1)}{(2p+1)^2 - 4m^2} B_{2p+1} = 0; \end{aligned}\right\} \quad (72)$$

$$\left.\begin{aligned} U_1 = \left(1 - \frac{\varepsilon}{2\delta}\right) B_0 + \frac{1}{2\varepsilon} \sum^{\infty} (-1)^p \frac{1 - \sigma^{2p}}{2p} B_{2p}, \\ \sum_1^{\infty} (-1)^p \frac{1 - \sigma^{2p}}{4p^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2} B_{2p} = 0, \\ \sum_1^{\infty} (-1)^p \frac{1 - \sigma^{2p}}{4p^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2} B_{2p} = 0. \end{aligned}\right\} \quad (73)$$

Вычитая каждое уравнение группы (72) из соответствующего уравнения группы (71), получаем вместо (71), более простую группу

$$\left.\begin{aligned} \frac{B_0\varepsilon}{\delta} = \frac{2}{\pi} \sum \frac{(-1)^p (1 - \sigma^{2p+1})}{2p+1} B_{2p+1}, \\ \sum (-1)^p \frac{(2p+1)(\sigma^{2m} + \sigma^{2p+1})}{(2p+1)^2 - 4m^2} B_{2p+1} = 0. \end{aligned}\right\} \quad (74)$$

Наиболее важным результатом, который нам может дать решение этой задачи о влиянии конечной толщины сетки на распределение электрического поля, является результат, касающийся пропускаемой сеткой доли от общего числа ионов, движущихся в поле, и проекции траекторий которых на плоскость P, перпендикулярную к движению увлекаемого газа, являются линиями сил электрического поля, лежащими в этой плоскости P.

По соображениям симметрии такая линия сил, как F_2PE_2 (рис. 48) не деформируется, так как она проходит через середину щели P, но соседние с ней линии сил вспучиваются по направлению к нитям, вплоть до приобретения ими особого вида F_1NE_1, при котором ионы касаются нитей в точке N. Только ионы, вылетающие из источника между F_1 и F_1', проходят через соответствующую щель и попадают на электрод. Если расстояние d достаточно велико, чтобы линии сил в виде прямых линий доходили до пластин, в соседстве с которыми поле, таким образом, будет однородным, и если предположить, что испускание ионов по всей длине щели-источника F происходит однородно, то искомая доля равна отношению

$$r = \frac{F_1F_2}{F_0F_2},$$

равному, впрочем, отношению электрических зарядов, расположенных на участках поверхности пластин, соответствующих F_1F_2 и F_0F_2, или, иначе, отношению силовых или индукционных потоков, исходящих из этих поверхностей.

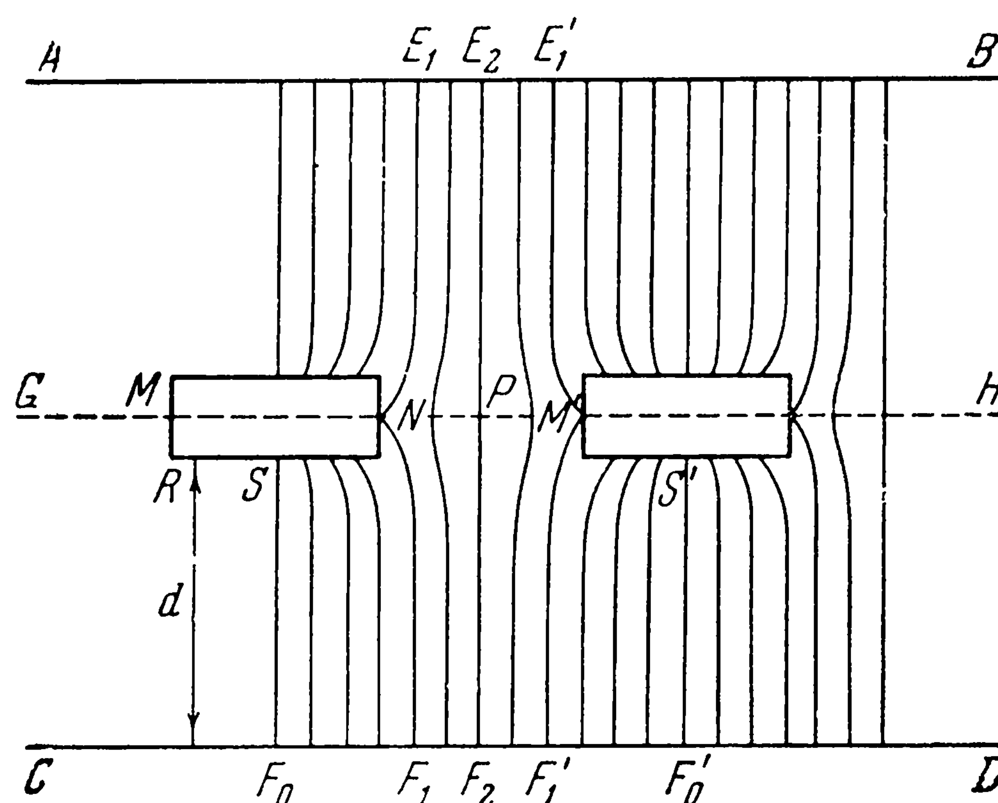


Рис. 48

Это замечание заставляет нас ввести в рассмотрение функцию потока φ, гармоническую функцию, сопряженную с U и связанную с нею Условиями

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\xi}=\frac{\partial U}{\partial\eta},\quad \frac{\partial\varphi}{\partial\eta}=-\frac{\partial U}{\partial\xi}. \tag{75}$$

Заменяя здесь U его общим выражением (67) и производя интегрирование, получаем

$$\varphi=B_0\frac{\xi}{\delta}+\sum_{n=1}^{\infty}B_n\frac{\operatorname{ch}2n\eta}{\operatorname{sh}2n\delta}\sin 2n\xi. \tag{76}$$

Постоянную интегрирования выбираем так, чтобы φ делалась равной нулю одновременно с ξ. Функция φ такова, что ее значение остается постоянным вдоль всей силовой линии. Поскольку ξ отсчитываются от F_0 (рис. 48), φ равно нулю на силовой линии F_0S. Если

обозначить через φ_1 и φ_2 значения φ на силовых линиях F_1N и F_2P, то искомое отношение приобретает значение

$$r = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\varphi_2}.$$

Так как φ_1 постоянна вдоль линии F_1N, то можно вычислить это значение φ_1, подставляя в (76), вместо ξ и η, координаты какой-нибудь точки линии F_1N, и, в частности, координаты точки N, равные $\frac{\pi}{2}\rho$ и δ. Таким образом, получаем

$$\varphi_1 = B_0 \frac{\pi\rho}{2\delta} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \coth 2n\delta \sin n\pi\rho$$

и, точно так же

$$\varphi_2 = B_0 \frac{\pi}{2\delta}.$$

В частном случае, когда d велико по сравнению с $(a+b)$ и a равно b, эти выражения приобретают вид

$$\varphi_1 = \frac{B_0}{4} \frac{\pi}{\delta} + \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p B_{2p+1},$$

откуда

$$r = \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\varphi_2} = \frac{1}{2} - \frac{2\delta}{\pi} \sum_{1}^{\infty} (-1)^p \frac{B_{2p+1}}{B_0}.$$

Замечательно, что в этот результат входят только те из неизвестных, которые фигурируют в группе уравнений (74); таким образом, для определения искомого отношения достаточно сохранить и решить систему, состоящую только из одной этой группы. Для этой цели удобно ввести новые переменные:

$$z_p = \frac{2\delta}{\pi} (-1)^p \frac{B_{2p+1}}{B_0},$$

удовлетворяющие уравнениям, выведенным из (74):

$$\left.\begin{aligned} &\sum_{p=0} \frac{1+\sigma^{2p+1}}{2^{p+1}} z_p = \varepsilon, \\ &\sum_{p=0} \frac{(\sigma^{2m}+\sigma^{2p+1})(2p+1)}{(2p+1)^2-4m^2} z_p = 0, \\ &\left(r = \frac{1}{2} - \sum_0 z_p\right). \end{aligned}\right\} \qquad (77)$$

Чтобы рассчитать значение r с заданной степенью приближения, достаточно сохранить $p+1$ неизвестных z — от индекса нуль до индекса p — и решить систему, состоящую из первого уравнения (75) и p уравнений второй строки для значений m от 1 до p.

Определитель системы, составленной таким образом, всегда отличен от нуля, так что при ε, равном нулю (т. е. при бесконечно тонкой сетке), все z_p равны нулю, и отношение r принимает, как это можно было предвидеть, значение $\frac{1}{2}$, ибо в этом случае силовые линии остаются прямолинейными и, при равенстве ширины щелей и нитей, половина ионов, испускаемых источником, может пройти через сетку.

Уже первое приближение, при котором сохраняется только одна неизвестная z_0, и первое уравнение (75), имеющее тогда вид

$$(1+\sigma) z_0 = \varepsilon,$$

дает для r значение

$$r_1 = \frac{1}{2} - \frac{\varepsilon}{1+\sigma}. \qquad (78)$$

Более высокие степени приближения не изменяют этого значения сколько-нибудь заметным образом, пока толщина сетки $2c$ остается значительно меньше периода $(a+b)$. Если положить, например:

$$a = b = 3, \qquad 2c = 1,$$

то мы имеем

$$\varepsilon = \frac{\pi c}{a+b} = \frac{\pi}{12}, \quad \alpha = e^{-2\varepsilon} = 0{,}5924,$$

и, согласно (78),

$$r_1 = 0{,}5 - 0{,}164 = 0{,}336,$$

т. е. через сетку пройдет около одной трети всех ионов.

Разброс точек попадания для ионов с одинаковой подвижностью. Зная движение газа и распределение электрического поля, можно рассчитать разброс точек попадания для ионов с одинаковой подвижностью, происходящей из-за наличия щелей в муфте конечной толщины. Траекториями ионов, приводящими к их максимальному и минимальному смещению, являются те, которые проектируются на плоскость P соответственно в виде F_1NE_1 и F_2PE_2 (рис. 48). Для второй из этих траекторий имеем смещение:

$$l_2 = \frac{2}{k}\int_0^d \frac{v_2}{h_2}\,dy, \tag{79}$$

причем v_2 задается формулой (40), когда ξ принимает в ней значение $\frac{\pi}{2}$, соответствующее общей абсциссе всех точек прямой F_2PE_2. Таким образом,

$$v_2 = A_0\frac{\eta}{\delta} + \sum_1^\infty (-1)^n A_n \frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta}.$$

Поле h_2 имеет значение:

$$h = \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{a+b}{\pi}\frac{\partial U}{\partial \eta},$$

где U задано формулой (67); отсюда для ξ, равного $\frac{\pi}{2}$,

$$\frac{\pi}{a+b}h_2 = \frac{B_0}{\delta} + \sum_1^\infty (-1)^n 2nB_n \frac{\operatorname{ch} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta}.$$

Значения A и B получаются, как указывалось выше, путем решения соответствующих групп линейных уравнений. Зная, таким

образом, v_2 и h_2 в функции от η, получим l_2 из (79), производя графическое интегрирование:

$$l_2 = \frac{2(a+b)}{\pi k}\int_0^{\delta}\frac{v_2}{h_2}\,d\eta.$$

Для траектории F_1NE_1 вычисление получается несколько более сложным из-за искривленной формы ее проекции на плоскость P.

Если обозначить скорость газа в какой-нибудь точке этой траектории через v_1, получим

$$l_1 = \frac{2}{k}\int_0^{d}\frac{v_1}{\frac{\partial U}{\partial y}}\,dy = \frac{2(a+b)^2}{\pi^2 k}\int_0^{\delta}\frac{v_1}{\frac{\partial U}{\partial \eta}}\,d\eta; \qquad (80)$$

v_1 и $\dfrac{\partial U}{\partial \eta}$ получаются в функции от η при подстановке выражения (81):

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= A_0\,\frac{\eta}{\delta} + \sum_1^{\infty} A_n\,\frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta}\cos 2n\xi,\\ \frac{\partial U}{\partial \eta} &= \frac{B_0}{\delta} + \sum_1^{\infty} 2nB_n\,\frac{\operatorname{ch} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta}\cos 2n\xi, \end{aligned}\right\} \qquad (81)$$

значений ξ, соответствующих значениям η в уравнении проекции траектории F_1NE_2, которое, как мы видели, равно

$$\varphi = \frac{B_0\xi}{\delta} + \sum_1^{\infty} B_n\,\frac{\operatorname{ch} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta}\cos 2n\xi = \frac{B_0\pi}{4\delta} + \sum_1^{\infty}(-1)^n B_n \coth 2n\delta - \varphi_1. \qquad (82)$$

Разброс точек попадания будет измеряться отношением

$$\frac{l_1 - l_2}{l_0},$$

где l_0 имеет значение (33).

Для построения кривой (82), выражающей зависимость между ξ и η, нужно, по-видимому, построить пучок кривых, представляющих φ в функции ξ для разных значений η, и вывести из него значения ξ, при которых φ принимает значение φ_1, для каждого

из этих значений η. Эти значения ξ, подставленные в (81), позволяют построить кривую, представляющую $\frac{v_1}{\frac{\partial U}{\partial \eta}}$ в функции η, и произвести графическое интегрирование для нахождения l_1 из формулы (80).

III. ПРИЛОЖЕНИЕ РЕШЕНИЙ РАССМОТРЕННЫХ ЗАДАЧ К ИЗУЧЕНИЮ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ МЕЖДУ СЕТКОЙ И ПЛАСТИНАМИ

Полученные нами выше результаты решения позволяют решать электростатические задачи, относящиеся к системе, состоящей из одной сетки и двух симметрично расположенных относительно нее пластин. Чтобы отличать один от другого эти три проводника, мы припишем пластине CD индекс 0, сетке — индекс 1 и пластине AB — индекс 2. За начальный потенциал примем потенциал CD и положим потенциал сетки равным U_1, а потенциал AB равным U_2.

Задача, которую мы решали в связи с движением газа, соответствует случаю, когда U_2 равно нулю и v_0 заменено на U_1. Вторая задача о распределении электрического поля соответствовала случаю $U_2 = 2U_1$.

Путем правильной суперпозиции решений, соответствующих этим двум задачам, мы получим решение общей задачи для нашей системы при любых значениях потенциалов U_1 и U_2. Действительно, если U' представляет собой решение первой задачи, а U'' — второй, то, очевидно, будем иметь

$$U = \left(1 - \frac{U_2}{2U_1}\right)U' + \frac{U_2}{2U_1}U''. \tag{83}$$

Действительно, на сетке будет

$$U' = U'' = U_1,$$

откуда U равно U_1, а на пластине AB будет

$$U' = 0, \ U'' = 2U_1,$$

откуда U равно U_2.

Из величин, электростатически характеризующих нашу систему, интереснее всего вычислить емкость C_1 сетки, отнесенную к единице поверхности, и коэффициент взаимной индукции C_{02} или C_{20} — пластин AB и CD друг на друга сквозь сетку. Коэффициенты индукции сетки на пластины C_{12} и C_{01} оба, из соображений симметрии, равны $-\frac{C_1}{2}$.

Тонкая сетка. Рассмотрим сначала случай бесконечно тонкой сетки и расстояния d, достаточно большого по сравнению с периодом $a+b$, т. е. случай, к которому применимо наше первое решение первой задачи. Формула (30) дает

$$U' = U_1\left(1 - \frac{Y}{\delta - L\gamma}\right).$$

С другой стороны, мы уже отмечали, что при $U_2 = 2U_1$ присутствие щелей в бесконечно тонкой сетке не вызывает изменений в распределении потенциала, так как плоскость сетки спонтанно принимает потенциал, равный половине потенциала пластины CD. Таким образом, полагая по-прежнему, что начало координат η или Y расположено на сетке (как на рис. 46) [1], имеем

$$U'' = U_1\left(1 - \frac{\eta}{\delta}\right),$$

откуда, подставляя это выражение в (83), получаем

$$U = U_1 - \left(U_1 - \frac{U_2}{2}\right)\frac{Y}{\delta - L\gamma} - \frac{U_2}{2}\frac{\eta}{\delta}. \qquad (84)$$

Чтобы вычислить емкости или коэффициенты индукции, надо учесть распределение зарядов, определенное функцией потока φ, сопряженной с U. Поскольку сопряженной функцией от Y является X, заданное соотношением (24), а сопряженной функцией η является ξ, то функция π, которая должна делаться равной нулю на силовой линии, проходящей через начало координат, лежащее

[1] J. Physique et Radium, 1949, 10, 186.

посередине одной из нитей, превращается, согласно (84), в

$$\varphi = \left(U_1 - \frac{U_2}{2}\right) \frac{X}{\delta - L\gamma} + \frac{U_2}{2} \frac{\xi}{\delta}. \tag{85}$$

Чтобы найти заряд пластины CD, относящийся к одному периоду сетки $(a+b)$, мы должны сообщить η значение δ, а ξ значение π. При этих условиях получим

$$X = \xi = \pi,$$

если δ достаточно велико, чтобы можно было полагать $\coth \delta$ равным единице.

Выражение (85) превращается в

$$\varphi = \left(U_1 - \frac{U_2}{2}\right) \frac{\pi}{\delta - L\gamma} + \frac{U_2}{2} \frac{\pi}{\delta}.$$

По теореме Гаусса заряд Q, соответствующий потоку φ, равен $\frac{\varphi}{4\pi}$; следовательно, заряд, попадающий на пластинку CD, отнесенный к одному периоду $(a+b)$ и к единице длины нитей, равен

$$Q = \frac{2U_1 - U_2}{8(\delta - L\gamma)} + \frac{U_2}{8\delta}.$$

На единицу поверхности сетки получим заряд

$$Q_1 = \frac{Q}{a+b} = \frac{2U_1 - U_2}{8[\pi d - (a+b)L\gamma]} + \frac{U_2}{8\pi d}. \tag{86}$$

Чтобы найти емкость сетки, надо предположить U_2 равным нулю и, учитывая заряд, который в то же время несет пластина AB, удвоить заряд Q_1. Деля Q_1 на потенциал U_1, чтобы найти емкость, получаем

$$C_1 = \frac{1}{2[\pi d - (a+b)L\gamma]}, \tag{87}$$

или, для поверхности сетки S, подставляя вместо γ его выражение (22),

$$C = \frac{S}{2\left[\pi d - (a+b) L \sin \frac{\pi b}{2(a+b)}\right]}.$$

Когда a равно нулю, т. е. когда сетка заменена сплошной проводящей плоскостью, логарифм в этом выражении равен нулю, и мы, как и следовало ожидать, получаем емкость $\frac{S}{2\pi d}$ изолированной пластинки, находящейся между двумя другими пластинками, расположенными симметрично относительно нее на расстоянии d друг от друга.

Если же, напротив, b равно нулю, то логарифм превращается в отрицательную бесконечность, и емкость делается равной нулю, как и должно быть, поскольку в этом случае между пластинками ничего нет.

Чтобы найти отнесенный к единице поверхности сетки коэффициент индукции пластины AB на пластину CD, мы должны предположить, что потенциал сетки равен нулю; тогда (86) примет вид

$$Q_1 = \frac{U_2}{8}\left[\frac{1}{\pi d} - \frac{1}{\pi d - (a+b)\, L\gamma}\right],$$

откуда

$$C_{02} = \frac{1}{8}\left[\frac{1}{\pi d - (a+b)\, Ly} - \frac{1}{\pi d}\right]. \tag{88}$$

Этот коэффициент, естественно, делается равным нулю, когда сетка представляет собой сплошную поверхность ($a = 0$), так как в этом случае сетка экранирует взаимную индукцию пластин друг на друга. Когда сетка исчезает ($b = 0$), этот коэффициент превращается в выражение

$$C_{02} = -\frac{1}{8\pi d},$$

что представляет собой индукцию, отнесенную к единице поверхности одной пластины на параллельную ей другую пластину, находящуюся на расстоянии $2d$.

Т о л с т а я с е т к а. Посмотрим теперь, что дает наше второе решение, являющееся более общим, так как оно соответствует любому расстоянию d и любой толщине нитей.

Из выражения (40):

$$U' = A_0 \frac{\eta}{\delta} + \Sigma A_n \frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi$$

получаем сопряженную функцию

$$\varphi' = A_0 \frac{\xi}{\delta} + \Sigma A_n \frac{\operatorname{ch} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin 2n\xi,$$

а из (67):

$$U'' = B_0 \frac{\eta}{\delta} + \Sigma B_n \frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi,$$

сопряженную функцию

$$\varphi'' = B_0 \frac{\xi}{\delta} + \Sigma B_n \frac{\operatorname{ch} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin 2n\xi.$$

Заряд пластин CD, отнесенный к одному периоду $(a+b)$ и к единице длины нитей, получим, положив в функциях φ переменную ξ равной π, откуда, применяя формулу, выведенную из (83),

$$\varphi = \left(1 - \frac{U_2}{2U_1}\right)\varphi' + \frac{U_2}{2U_1}\varphi'',$$

находим заряд

$$Q = \left(1 - \frac{U_2}{2U_1}\right)\frac{A_0}{4\delta} + \frac{U_2}{2U_1}\frac{B_0}{4\delta}$$

и на единицу поверхности сетки:

$$Q_1 = \frac{Q}{a+b} = \left(1 - \frac{U_2}{2U_1}\right)\frac{A_0}{4\pi d} + \frac{U_2}{2U_1} \cdot \frac{B_0}{4\pi d}. \qquad (89)$$

Особенно простым является случай, когда ширина щелей равна ширине нитей, так как при этом для нахождения A_0 достаточно решить систему уравнений, составленную из первого уравнения группы (55) и из уравнений группы (56); B_0 получается тем же путем из первого уравнения группы (72) и совокупности группы (74).

Общая формула (86) дает нам для емкости C_1 и для коэффициента индукции сквозь сетку C_{20} выражение

$$C_1 = \frac{A_0}{2\pi d U_1} \quad \text{и} \quad C_{20} = \frac{A_0 - B_0}{8\pi d U_1}. \qquad (90)$$

Здесь нам опять представляется возможность проверить наш метод последовательных приближений, сравнив результаты (90)

с результатами, полученными путем первого метода, и для рассматриваемого здесь частного случая, когда a равно b, имеющими вид

и

$$\left.\begin{aligned} C_1 &= \frac{1}{2\,[\pi d + 2aL\sqrt{2}]} \\ C_{20} &= \frac{1}{8}\left[\frac{1}{\pi d + 2aL\sqrt{2}} - \frac{\pi d}{1}\right]. \end{aligned}\right\} \quad (90')$$

Что касается C_1, то приближение, уже использованное нами ранее при получении результатов (62), приводит к

$$\frac{A_0}{U_1} = \frac{\delta}{\delta + 0{,}417},$$

откуда, согласно (90):

$$C_1 = \frac{1}{2\,(\pi d + 0{,}834\ a)},$$

в то время, как из (90′) получается выражение

$$C_1 = \frac{1}{2\,[\pi d + 0{,}692\ a]}.$$

С другой стороны, для бесконечно тонкой сетки E равно нулю, и группа (74), уравнения которой делаются однородными относительно B_{2p+1} с не равным нулю определителем, дает для этих B_{2p+1} нулевые значения; таким образом, первое уравнение (72) приводит нас к

$$\frac{B_0}{U_1} = 1.$$

Подстановка этого выражения в выражение (90) дает

$$C_{20} = \frac{1}{8}\left[\frac{1}{\pi d + 0{,}834\ a} - \frac{1}{\pi d}\right],$$

вместо

$$C_{20} = \frac{1}{8}\left[\frac{1}{\pi d + 0{,}692\ a} - \frac{1}{\pi d}\right].$$

Следующее приближение, при котором сохраняются три члена A_{2p+1}, например, A_1, A_3 и A_5, дает

$$C_1 = \frac{1}{2\,(\pi d + 0{,}781\ a)}$$

и

$$C_{20} = \frac{1}{8}\left[\frac{1}{\pi d + 0{,}781\ a} - \frac{1}{\pi d}\right].$$

Дальнейшее приближение с четырьмя неизвестными с нечетными индексами A_1, A_3, A_5 и A_7 в уравнениях (56) и в первом из уравнений (54) дает

$$C_1 = \frac{1}{2\,(\pi d + 0{,}760 a)}$$

и

$$C_{20} = \frac{1}{8}\left[\frac{1}{\pi d + 0{,}760\ a} - \frac{1}{\pi d}\right].$$

Это показывает, что последовательные приближения стремятся к точному значению.

Общая электростатическая задача о сетке между двумя параллельными пластинками. До сих пор мы ограничивались случаем симметричной системы, в которой пластины были расположены по обе стороны от сетки на одинаковых расстояниях от нее; решение (83) для любых потенциалов этих трех проводников было получено путем суперпозиции двух частных решений U' и U'', соответствующих двум случаям, которые можно назвать соответственно случаем симметричным, при котором обе пластины находились при одном и том же потенциале, принимаемом за начальный, и случаем антисимметричным, при котором разности потенциалов между сеткой и обеими пластинами были равны по величине и противоположны по знакам. Нам будет полезно выразить эти два частных решения U' и U'', а также и соответствующие им сопряженные функции φ' и φ'' в виде явных функций от ξ и от η. Сохраним прежние оси координат (рис. 47) и прежние обозначения, с той только разницей, что в симметричном решении скорость сетки v_0 заменим ее потенциалом U_1; тогда функция U' в промежутке между CD и GH, т. е. при изменении η от 0 до δ, будет задана выражением, аналогичным выражению (40):

$$U' = A_0 \frac{\eta}{\delta} + \Sigma A_n \frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi. \qquad (91)$$

Для промежутка между GH и AB, при η, варьирующем от δ до 2δ, решение должно быть симметричным предыдущему по отношению к GH; поэтому в рассматриваемом интервале будем иметь

$$U' = A_0 \frac{2\delta - \eta}{\delta} + \sum A_n \frac{\operatorname{sh} 2n(2\delta - \eta)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi. \tag{92}$$

Это решение действительно делается равным нулю на AB, и обе функции (91) и (92) хорошо увязываются друг с другом на участках GH, расположенных внутри щелей, так что не возникает никакого разрыва непрерывности функции U и производной $\frac{\partial U}{\partial \eta}$, равной нулю внутри щелей.

Поскольку функция φ связана с U условиями (75), то, как легко видеть, для области, заключенной между CD и GH, т. е. для $0 < \eta < \delta$, выражению (91) соответствует

$$\varphi' = A_0 \frac{\xi}{\delta} + \sum A_n \frac{\operatorname{ch} 2n\eta}{2n\delta} \sin 2n\xi, \tag{93}$$

а выражению (92), для области $0 < \eta < \delta$

$$\varphi' = - A_0 \frac{\xi}{\delta} - \sum A_n \frac{\operatorname{ch} 2n(2\delta - \eta)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin 2n\xi. \tag{94}$$

Точно так же получим для антисимметричного решения соответствующие формулы:

$$U'' = B_0 \frac{\eta}{\delta} + \sum B_n \frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi, \tag{95}$$

$$U'' = 2U_1 - \frac{B_0 (2\delta - \eta)}{\delta} - \sum B_n \frac{\operatorname{sh} 2n(2\delta - \eta)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi, \tag{96}$$

$$\varphi'' = B_0 \frac{\xi}{\delta} + \sum B_n \frac{\operatorname{ch} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin 2n\xi, \tag{97}$$

$$\varphi'' = B_0 \frac{\xi}{\delta} + \sum B_n \frac{\operatorname{ch} 2n(2\delta - \eta)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin 2n\xi. \tag{98}$$

Как мы уже видели ранее, можно, пользуясь функцией потока φ, найти заряды, находящиеся на пластинах; для пластины CD

η следует положить равным 0 в формулах (93) и (97) и взять значение φ для $\xi = \pi$; обозначая через Q_0' и Q_0'' заряды, приходящиеся на единицу поверхности CD в симметричном и соответственно в антисимметричном решениях, получим по величине и по знаку:

$$\left.\begin{aligned} Q_0' &= -\frac{\varphi'\pi}{4\pi(a+b)} = -\frac{A_0}{4\pi d}, \\ Q_0'' &= -\frac{\varphi''\pi}{4\pi(a+b)} = +\frac{B_0}{4\pi d} \end{aligned}\right\}. \tag{99}$$

То же будем иметь и на пластинке AB, учитывая, что внешняя нормаль к ней по направлению совпадает с направлением отрицательных значений η:

$$\left.\begin{aligned} Q_2' &= -\frac{\varphi''\pi}{4\pi(a+b)} = -\frac{A_0}{4\pi d}, \\ Q_2'' &= +\frac{\varphi''\pi}{4\pi(a+b)} = +\frac{B_0}{4\pi d}. \end{aligned}\right\} \tag{100}$$

Заряд сетки на единицу поверхности равен по величине и противоположен по знаку сумме зарядов, находящихся на пластинках; значит

$$Q_1' = \frac{A_0}{2\pi d}, \quad Q_1'' = 0.$$

Если сетка и пластина AB находятся при каких-то потенциалах U_1 и U_2 по отношению к CD, то, как мы видели, распределение потенциала задано уравнением (83)

$$U = \left(1 - \frac{U_2}{2U_1}\right)U' + \frac{U_2}{2U_1}U''.$$

Следовательно, будем иметь

$$\varphi = \left(1 - \frac{U_2}{2U_1}\right)\varphi' + \frac{U_2}{2U_1}\varphi''$$

и, полагая

$$a_0 = \frac{A_0}{U_1}, \quad b_0 = \frac{B_0}{U_1}, \tag{101}$$

получим для зарядов выражения

$$\left.\begin{aligned} Q_0 &= \frac{a_0 - b_0}{8\pi d} U_2 - \frac{a_0}{4\pi d} U_1, \\ Q_2 &= \frac{a_0 - b_0}{8\pi d} U_2 - \frac{a_0}{4\pi d} U_1, \\ Q_1 &= \frac{a_0}{2\pi d} U_1 - \frac{a_0}{4\pi d} U_2. \end{aligned}\right\} \tag{102}$$

Отсюда, в частности для емкости сетки и для коэффициента взаимной индукции пластин сквозь сетку, на единицу поверхности, получаются значения

$$C_1 = \frac{a_0}{2\pi d}, \qquad C_{02} = \frac{a_0 - b_0}{8\pi d}. \tag{103}$$

Чисто числовые коэффициенты a_0 и b_0 получаются из систем линейных уравнений, выведенных при решении обеих задач: симметричной (a_0) и антисимметричной (b_0).

В частности, при достаточно больших d наши группы линейных уравнений принимают вид, из которого a_0 и b_0 получаются в форме

$$a_0 = \frac{\delta}{\delta + \alpha}, \quad b_0 = \frac{\delta}{\delta + \beta}, \tag{104}$$

где величины α и β через посредство ε или ρ зависят только от сетки. При ε равном нулю (бесконечно тонкая сетка) мы видели, что предельными значениями α и β являются

$$\alpha = -L \sin\frac{\pi\rho}{2}, \quad \beta = 0 .$$

При ρ равном нулю сетка исчезает, α делается бесконечно большим, а β — равным нулю, так что a_0 — равно нулю, а b_0 — единице. Для ρ, равного 1, щели исчезают, сетка превращается в сплошную пластину, и α и β делаются равными $-\varepsilon$.

Подставляя значение a_0, заданное выражением (104), в формулу (103), для емкости C_1 получаем

$$C_1 = \frac{1}{2\left[\pi d + \alpha(a + b)\right]}, \tag{105}$$

откуда следует, что влияние щелей на емкость сетки равносильно увеличению расстояния между пластинами, по обе стороны от сетки равному

$$\frac{\alpha - \varepsilon}{\pi}(a + b).$$

Простота этого результата связана с тем, что, когда расстояние d делается достаточно большим относительно $a + b$, поле вблизи пластин становится однородным; поэтому, при неизмененном распределении поля вблизи сетки и, следовательно, при неизмененном распределении зарядов на ее поверхности, увеличение расстояния d вызывает только пропорциональное увеличение разностей потенциалов U_1 и U_2. Таким образом, эти разности потенциалов при достаточно большом расстоянии d являются линейными функциями от него, как это, в частности, и показывает вид выражения (105) для емкости сетки.

Эта однородность поля вблизи пластин позволяет также решить садачу о распределении потенциала при заданных значениях потенциалов сетки и пластин и в том случае, когда пластины находятся на разных расстояниях от сетки, если только расстояния d и d' остаются достаточно большими по отношению к периоду $(a + b)$.

Пусть верхняя пластина находится в положении $A'B'$ (рис. 47), на расстоянии d' от медианной плоскости сетки, а нижняя пластина расположена на расстоянии d от сетки. Пусть U_2' — потенциал плоскости $A'B'$, который, вследствие однородности поля между AB и $A'B'$, остается постоянным на всей этой плоскости. Вследствие (83) это поле равно

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \left(1 - \frac{U_2}{2U_1}\right)\frac{\partial U'}{\partial y} + \frac{U_2}{2U_1}\frac{\partial U''}{\partial y}. \tag{106}$$

Для U' и U'' следует брать значения, подходящие для верхней части области, заданные формулами (92) и соответственно (96). Отсюда получаем

$$\frac{\partial U'}{\partial y} = -\frac{A_0}{d}, \quad \frac{\partial U''}{\partial y} = \frac{B_0}{d}, \tag{107}$$

для значений η, близких к 2δ, для которых $\operatorname{sh} 2n\delta$ велик

Точно так же, из (106), подставляя в него значения (107), выводим

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{U_2}{2d}(a_0 + b_0) - \frac{U_1}{d} a_0.$$

Впрочем, поскольку между AB и $A'B'$ — поле постоянное, имеем

$$U_2' = U_2 - (d - d')\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{U_2}{2d}[2d - (a_0 + b_0)(d - d')] +$$

$$+ \frac{U_1}{d} a_0 (d - d'),$$

откуда

$$U_2 = \frac{2dU_2' - 2(d - d') a_0 U_1}{2d - (a_0 + b_0)(d - d')}.$$

Достаточно внести это выражение для U_2 в формулу (83), чтобы получить распределение потенциала между сеткой и обеими пластинками $A'B'$ и CD, если потенциал $A'B'$ равен U_2', а потенциал решетки U, т. е. потенциал CD, как и ранее, принят за начальный:

$$U = U' + \frac{dU_2' - (d - d') a_0 U_1}{2d - (d - d')(a_0 + b_0)} \frac{U'' - U'}{U_1}. \tag{108}$$

Следовательно, функция потока φ будет

$$\varphi = \varphi' + \frac{dU_2' - (d - d') a_0 U_1}{2d - (d - d')(a_0 + b_0)} \cdot \frac{\varphi'' - \varphi'}{U_1}. \tag{109}$$

Учитывая (99) и (100), получим для зарядов на единицу поверхности пластин и сетки:

$$\left.\begin{aligned} Q_0 &= \frac{(a_0 - b_0) dU_2' - 2[(a_0 d - a_0 b_0)(d - d')]U_1}{4\pi d[2d - (a_0 + b_0)(d - d')]}, \\ Q_2' &= \frac{(a_0 + b_0) U_2' - 2a_0 U_1}{4\pi[2d - (a_0 + b_0)(d - d')]}, \\ Q_1 &= \frac{[2a_0 d - a_0 b_0 (d - d')] U_1 - a_0 dU_2'}{2\pi d[2d - (a_0 + b_0)(d - d')]}. \end{aligned}\right\} \tag{110}$$

Отсюда получаются значения емкости сетки C_1 и коэффициента взаимной индукции пластин сквозь сетку C_{02}:

$$C_1 = \frac{2a_0 d - a_0 b_0 (d - d')}{2\pi d \, [2d - (a_0 + b_0)(d - d')]},$$
$$C_{02} = \frac{a_0 - b_0}{4\pi \, [2d - (a_0 + b_0)(d - d')]} . \tag{111}$$

Когда d равно d', мы снова приходим к выражениям (103), полученным нами ранее для симметричного случая.

Наконец, для случая сплошной пластины, когда щели в сетке имеют ширину a, равную нулю, константы α и β в формулах (104) делаются равными $-\varepsilon$, и мы получаем:

$$a_0 = b_0 = \frac{\delta}{\delta - \varepsilon} = \frac{d}{d - c},$$

т. е. формулы (111) принимают вид

$$C_1 = \frac{1}{4\pi (d - c)} + \frac{1}{4\pi (d' - c)},$$
$$C_{02} = 0,$$

как и следовало ожидать, поскольку эта сплошная пластина находится на расстояниях $d - c$ и $d' - c$ от обеих пластин, и при этом она полностью экранирует взаимную индукцию пластин, расположенных по обе стороны от нее.

Прямое решение несимметричного случая методом тригонометрических рядов. Чтобы закончить настоящее исследование, я применю метод тригонометрических рядов к прямому решению задачи в общем несимметричном случае, т. е. для сетки, помещенной между двумя пластинами, расположенными на расстояниях d и d' по обе стороны от медианной плоскости сетки. Пусть опять 0, U_1, U_2' — потенциалы, сообщенные соответственно пластине CD, сетке и пластине $A'B'$. Распределение потенциала между CD и медианной плоскостью GH задано уравнениями

$$u = A_0 \frac{\eta}{\delta} + \sum A_n \frac{\operatorname{sh} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \cos 2n\xi; \tag{112}$$

Распределение между GH и $A'B'$ будет

$$u' = U_2' - A_0' \frac{\delta + \delta' - \eta}{\delta'} - \sum A_n' \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta + \delta' - \eta)}{\operatorname{sh} 2n\delta'} \cos 2n\xi; \qquad (112')$$

u равно нулю на CD; в то же время η и u' делаются равными U_2' на $A'B'$ при η, равном $\delta - \delta'$. Условия, налагаемые на A_n и A_n', диктуются следующими обстоятельствами:

1°. u должно равняться U_1 на RS и одновременно u' равняется U_1 на VT.

2°. u должно равняться U_1 на SN и u' равняется U_1 на NT.

3°. Обе функции u и u' должны быть увязаны на NM' таким образом, чтобы в каждой точке NM' u и u', а также их первые производные по η и по ξ принимали одно и то же значение,

Таким образом, обе гармонические функции окажутся увязанными между собой, так как на медианных полосах щелей, например, на NM', не будет существовать ни двойного, ни простого слоя, который соответствовал бы поверхностям разрыва потенциала или поля.

Следовательно, получаем три группы линейных уравнений, которым должны удовлетворять все A_n и A_n'.

I. Первая группа аналогична (43) и имеет вид

$$\left.\begin{aligned}
U_1 &= A_0 \frac{\delta - \varepsilon}{\delta} + \frac{1}{\pi\rho} \sum \frac{A_n}{n} \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta - \varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin n\pi\rho, \\
&\sum \frac{nA_n}{n^2p^2 - m^2} \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta - \varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin n\pi\rho = 0; \\
U_1 &= U_2' - A_0 \frac{\delta' - \varepsilon}{\delta'} \frac{1}{\pi\rho} \sum \frac{A_n'}{n} \cdot \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta' - \varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin n\pi\rho, \\
&\sum \frac{nA_n'}{n^2v^2 - m^2} \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta' - \varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta'} \sin n\pi\rho = 0.
\end{aligned}\right\} \qquad (113)$$

II. Второе условие приводит к уравнениям, аналогичным (51):

$$\left.\begin{aligned}
&U_1 = A_0\left(1 - \frac{2\varepsilon}{\delta}\right) + \frac{1}{2\varepsilon}\sum_1^\infty \frac{A_n}{n}\cdot\frac{\operatorname{ch} 2n\delta - \operatorname{ch} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta}\cos n\pi\rho,\\
&\sum_{n=1}^\infty \frac{nA_n}{n^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2}\,\frac{\operatorname{ch} 2n\delta - \operatorname{ch} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta}\cos n\pi\rho = 0,\\
&\sum_{n=1}^\infty \frac{A_n}{n^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2}\left[1 - \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta}\right]\cos n\pi\rho = 0;\\
&U_1 = U_2' - A_0'\left(1 - \frac{\varepsilon}{2\delta'}\right) - \frac{1}{2\varepsilon}\sum_1^\infty \frac{A_n'}{n}\times\\
&\times\frac{\operatorname{ch} 2n\delta' - \operatorname{ch} 2n(\delta'-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta'}\cos n\pi\rho,\\
&\sum_1^\infty \frac{nA_n'}{n^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2}\,\frac{\operatorname{ch} 2n\delta' - \operatorname{ch} 2n(\delta'-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta'}\cos n\pi\rho = 0,\\
&\sum_1^\infty \frac{A_n'}{n^2\varepsilon^2 + m^2\pi^2}\left[1 - \frac{\operatorname{sh} 2n(\delta'-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2n\delta'}\right]\cos n\pi\rho = 0.
\end{aligned}\right\}\quad (114)$$

III. Непрерывность между u и u' вдоль NM' дает:

$$\left.\begin{aligned}
&U_2' = A_0 + A_0' + \frac{1}{\pi(1-p)}\sum_1^\infty (-1)^n\frac{A_n + A_n'}{n}\sin n\pi(1-\rho),\\
&\sum_1^\infty (-1^{\,n}\frac{n(A_n + A_n')}{n^2(1-p)^2 - m^2}\sin n\pi(1-\rho) = 0.
\end{aligned}\right\}\quad (115)$$

Непрерывность между $\frac{\partial u}{\partial \eta}$ и $\frac{\partial u'}{\partial \eta}$ вдоль NM' дает

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{A_0}{\delta} - \frac{A_0'}{\delta'} + \frac{1}{\pi(1-p)}\sum(-1)^n\,[A_n\coth 2n\delta -\\
&\qquad - A_n'\coth 2n\delta']\sin n\pi(1-\rho) = 0,\\
&\sum\frac{(-1)^n n^2}{n^2(1-p)^2 - m^2}(A_n\coth 2n\delta - \coth 2n\delta')\sin n\pi(1-\rho) = 0.
\end{aligned}\right\}\quad (116)$$

Непрерывность между $\frac{\partial u}{\partial \xi}$ и $\frac{\partial u'}{\partial \xi}$ вдоль NM' дает

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n n^2 (A_n + A_n')}{n^2 (1-\rho)^2 - m^2} \cos n\pi (1-\rho) = 0. \tag{117}$$

В связи с распределением потенциала (112), распределение сопряженной функции φ в обеих областях, расположенных по обе стороны от средней плоскости GH, равно

$$\left.\begin{aligned} \varphi &= A \frac{\xi}{\delta} + \sum A_n \frac{\operatorname{ch} 2n\eta}{\operatorname{sh} 2n\delta} \sin 2n\xi, \\ \varphi' &= A_0' \frac{\xi}{\delta'} + \sum A_n' \frac{\operatorname{ch} 2n(\delta + \delta' - \eta)}{\operatorname{sh} 2n\delta'} \sin 2n\xi. \end{aligned}\right\} \tag{118}$$

Как и ранее, отсюда можно вывести величину зарядов Q_0 и Q_2 на единицу поверхности пластин CD и $A'B'$:

$$Q_0 = -\frac{A_0}{4\pi d}, \quad Q_2 = \frac{A_0'}{4\pi d'}. \tag{119}$$

Решение нашей системы линейных уравнений дает A_0 и A_0' в виде линейных функций от U_1 и U_2', а из (119) можно будет сразу получить коэффициент индукции и емкости.

Решение этой системы уравнений чрезвычайно упрощается в случае, когда ширина щелей a равна ширине нитей b, т. е. когда ρ равно $\frac{1}{2}$.

Действительно, в этом случае можно, действуя так же, как мы это делали ранее, составить группу линейных уравнений, содержащих, кроме A_0 и A_0', только неизвестные с нечетными индексами A_{2p+1} и A_{2p+1}'. Это следующая группа:

$$\left.\begin{aligned}
&U_1 \frac{\delta}{\delta-\varepsilon} = A_0 + \frac{2}{\pi}\sum_0 \frac{(-1)^p S_{0p}}{2p+1} A_{2p+2},\\
&(U_2' - U_1)\frac{\delta'}{\delta'-\varepsilon} = A_0' + \frac{2}{\pi}\sum_0 \frac{(-1)^p S_{0p}'}{2_{p+1}} A_{2p+1}',\\
&U_2' = A_0 + A_0' - \frac{2}{\pi}\sum_0 \frac{(-1)^p}{2p+1}(A_{2p+1} + A_{2p+1}'),\\
&\frac{A_0}{\delta} - \frac{A_0'}{\delta} = \frac{2}{\pi}\sum_0 (-1)^p[\coth 2(2p+1)\delta' A_{2p+1} -\\
&\qquad - \coth 2(2p+1)\delta A_{2p+1}'],\\
&\sum_{p=0}\frac{(-1)^p(2p+1)^2}{(2p+1)^2-4m^2}[(1+S_{mp})A_{2p+1} +\\
&\qquad + (1+S_{mp}')A_{2p+1}'] = 0,\\
&0 = \sum_{p=0}\frac{(-1)^p(2p+1)^2}{(2p+1)^2-4m^2}\Bigg[\left(\frac{2m}{2p+1}\coth 4m\delta S_{mp} +\right.\\
&\qquad \left. + \coth 2(2p+1)\delta\right) A_{2p+1} -\\
&- \left(\frac{2m}{2p+1}\coth 4m\delta' S_{mp}' + \coth 2(2p+1)\delta'\right) A_{2p+1}'\Bigg]
\end{aligned}\right\} \quad (120)$$

с обозначениями

$$S_{mp} = \frac{\operatorname{sh} 2(2p+1)(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2(2p+1)\delta}\cdot\frac{\operatorname{sh} 4m\delta}{\operatorname{sh} 4m(\delta-\varepsilon)},$$

$$S_{mp}' = \frac{\operatorname{sh} 2(2p+1)(\delta'-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2(2p+1)\delta'}\cdot\frac{\operatorname{sh} 4m\delta'}{\operatorname{sh} 4m(\delta'-\varepsilon)},$$

$$S_{0p} = \frac{\operatorname{sh} 2(2p+1)(\delta-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2(2p+1)\delta}\cdot\frac{\delta}{\delta-\varepsilon},$$

$$S_{0p}' = \frac{\operatorname{sh} 2(2p+1)(\delta'-\varepsilon)}{\operatorname{sh} 2(2p+1)\delta'}\cdot\frac{\delta'}{\delta'-\varepsilon}.$$

Исключая A_0 и A_0' из четырех первых уравнений (120), получим два уравнения

$$\left.\begin{aligned} &\frac{U_2'\varepsilon}{\delta'-\varepsilon}-\frac{U_1\varepsilon(\delta-\delta')}{(\delta-\varepsilon)(\delta'-\varepsilon)}=\frac{2}{\pi}\sum\frac{(-1)^p}{2p+1}[(S_{0p}+1)A_{2p+1}+\\ &\qquad+(S_{0p}'+1)A_{2p+1}'],\\ &U_1\left(\frac{1}{\delta-\varepsilon}+\frac{1}{\delta'-\varepsilon}\right)-\frac{U_2'}{\delta'-\varepsilon}=\frac{2}{\pi}\sum(-1)^p\left[\left(\frac{S_{0p}}{\delta(2p+1)}+\right.\right.\\ &\qquad\left.+\coth 2(2p+1)\delta\right)A_{2p+1}-\\ &\qquad\left.-\left(\frac{S_{0p}'}{\delta'(2p+1)}+\coth 2(2p+1)\delta'\right)A_{2p+1}'\right]. \end{aligned}\right\} \quad (121)$$

Эти последние уравнения, присоединенные к двум последним строкам системы (120), позволяют определить A_{2p+1} и A_{2p+1}', которые, при подстановке их в два первые уравнения (120), дадут A_0 и A_0'.

Для получения удовлетворительного приближения достаточно сообщить p значения 0, 1, 2 и взять по два уравнения в каждой из двух последних строчек (120), полагая m равным 1 и 2.

Чтобы пойти дальше, можно воспользоваться $p+1$ значениями для p, а именно значениями: $0, 1, 2, \ldots, p$, что дает $2(p+1)$ неизвестных A_{2p+1} и A_{2p+1}', затем в последних двух строчках (120) придадим m значения: $1, 2, \ldots, p$, и это, вместе с двумя уравнениями (121), даст нам $2p+2$ уравнений, необходимых для определения $2p+2$ неизвестных.

Работа выполнена в Труа в 1942—1943 гг.

О ИОНАХ АТМОСФЕРЫ [1]

I. Работы Эльстера и Гейтеля, с одной стороны, и Ч. Т. Р. Вильсона — с другой, доказали постоянное присутствие в атмосфере ионов обоих знаков, идентичных ионам, создаваемым рентгеновыми лучами; эти ионы образуются благодаря воздействию радиоактивных веществ, постоянное наличие небольших количеств которых в воздухе установлено экспериментально.

Определение числа этих ионов и проводимости, сообщаемой ими воздуху, чрезвычайно существенно для метеорологии как с точки зрения явлений конденсации паров воды, происхождения дождей и гроз, условий возникновения электрического поля земли, так и с точки зрения колебаний магнитного поля земли, обусловленных, по крайней мере частично, токами, связанными с перемещениями ионов под действием электрического поля или атмосферных течений.

II. В связи с этим в этом направлении за последние два года, главным образом в Германии, были проведены систематические исследования двумя различными методами.

Один из этих методов — метод Эльстера и Гейтеля, состоит в наблюдении за убылью в воздухе электрического заряда заряженного цилиндра, соединенного с электроскопом Экснера; однако, хотя преимуществом этого метода и является его простота, но теоретическая его ценность сомнительна.

Другой метод, дающий более четкие результаты, был введен Эбертом и состоит в измерении количеств электричества обоих знаков, имеющихся в заданном объеме воздуха; эти величины пропор-

циональны числу ионов, находящихся в этом объеме, ибо, как показал опыт, все ионы несут одинаковый по абсолютному значению заряд, равный $3{,}4 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц.

В этих измерениях воздух под действием аспиратора проходит через заряженный цилиндрический конденсатор, внутренняя обкладка которого соединяется со стрелкой электрометра, кожух которого присоединен к внешней обкладке конденсатора. Если длина конденсатора достаточно велика и если поле в нем настолько сильное, что все ионы определенного знака наверняка соберутся на внутреннем электроде, то убыль заряда, измеренная электрометром, будет пропорциональна числу собранных ионов.

III. Вместе с Мулэном я, с мая этого года, начал проводить в этом направлении на вершине Эйфелевой башни опыты, результаты которых я сообщу в дальнейшем и которые позволили мне уточнить значение подобных измерений.

В самом деле, представлялось интересным путем электрометрических лабораторных измерений проверить, достаточно ли обосновано допущение, что измерения в приборе Эберта действительно позволяют обнаружить *все* ионы, находящиеся в струе проходящего через прибор воздуха, т. е. все имеющиеся в нем электрические заряды.

Мы увидим, что на самом деле это далеко не так и что ошибка получается более значительной, чем этого можно было ожидать.

С этой целью я воспользовался методом газовых струй[1] в форме, *позволяющей изучить распределение ионов в газе по их подвижностям* — вопрос очень важный для изучаемой проблемы.

Пусть p — отнесенная к единице объема газа плотность зарядов, несомых ионами определенного знака; те из них, подвижность которых заключается между k и $k + dk$, соответствуют элементарной плотности:

$$dp = f(k)\, dk$$

[1] В работе Е. Блоха (Ann. de Chimie et de Physique, Janvier 1905, p. 65—71) можно найти данное мною в Коллеж де Франс в 1903/04 г. изложение этих методов.

и задача о распределении состоит в определении функции $f(k)$ для всех значений переменной.

Чтобы решить эту задачу, заставим газ проходить с дебетом U через цилиндрический конденсатор емкости C, заряжаемый батареей аккумуляторов такой электродвижущей силы, чтобы внутренний электрод собирал ионы рассматриваемого знака. Если насыщение будет достигнуто ионами подвижности k, т. е. если все эти ионы будут собраны на E, то соответствующий ток на этот электрод будет

$$dI = U\,dp = Uf(k)\,dk.$$

Но ионы, обладающие настолько малой подвижностью, что насыщение не достигается, дадут только

$$\frac{di}{dI} = k\frac{4\pi CV}{U} = kx,$$

если

$$x = \frac{4\pi C}{U}V,$$

а это значит, поскольку di не может быть больше dI, что k меньше $\frac{\ }{x}$; для k, превосходящего этот предел, будет достигнуто насыщение, и di сделается равным dI.

Следовательно, полный ток i, приходящий на E при разности потенциалов V, дается выражением:

$$i = Ux\int_0^{\frac{1}{x}} kf(k)\,dk + U\int_{1/x}^{\infty} f(k)\,dk, \qquad (1)$$

где i — функция от x; эту функцию можно определить экспериментально, измерив при помощи электрометра, присоединенного к E, ток i, соответствующий различным значениям V, и построив затем кривую S, откладывая по оси ординат значения i, а по оси абсцисс величину x, пропорциональную V.

Эта экспериментальная кривая S позволяет определить функцию $f(k)$. Действительно, из соотношения (1) легко получить

$$\frac{di}{dx} = U \int\limits_0^{1/x} kf(k)\,dk, \qquad \frac{d^2i}{dx^2} = -\frac{U}{x^3} f\left(\frac{1}{x}\right)$$

и, следовательно,

$$f\left(\frac{1}{x}\right) = -\frac{x^3}{U} \cdot \frac{d^2i}{dx^2}.$$

Отсюда следует, что *ионы подвижности k существуют в газе только в том случае, когда экспериментальная кривая S имеет изгиб в точке с абсциссой* $x = \frac{1}{k}$. Подвижности ионов в газе соответствуют точкам изгиба на кривой S, и $f(k)$ может быть получен из измерений соответствующей кривизны.

Применяя этот метод к атмосферному воздуху, я получил всего две области с сильной кривизной: одна из них соответствует обыкновенным ионам с подвижностью, близкой к 1,5 см/сек при 1 в/см, а другая — ионам с подвижностью, в несколько тысяч раз меньшей (k *приблизительно равно* $\frac{1}{3000}$), *т.е. одного порядка с подвижностью, наблюдавшейся Тоунсендом в свежеприготовленных газах и Блохом для ионов фосфора.*

Чрезвычайно существенно, что в условиях, при которых я работал, на уровне почвы *полное количество электричества, несомое этими медленными ионами, может в пятьдесят раз превосходить количество, которое переносится обыкновенными ионами, которое одно только и измеряется в аппарате Эберта.*

Поэтому я считаю необходимым обратить внимание физиков, занимающихся атмосферным электричеством, на существование этих заряженных центров, как правило, значительно более многочисленных, чем обыкновенные ионы. В дальнейшем я еще вернусь к обсуждению их возможного происхождения и их роли.



ОБЪЯСНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИСУТСТВИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В АТМОСФЕРЕ [1]

I. Ланжевен напоминает, что им было доказано постоянное присутствие в атмосфере малоподвижных ионов, аналогичных ионам, возникающим при химических реакциях (окисление фосфора, горение и т. п.). В непосредственном соседстве с почвой число этих тяжелых ионов, как правило, значительное по сравнению с числом обыкновенных ионов, обладающих примерно в тысячу раз большей подвижностью и обязанных своему происхождению действию солнца или радиоактивных веществ, присутствующих в почве или в воздухе.

II. Существование этих тяжелых ионов позволяет дать простую интерпретацию явлению прогрессирующего ослабления тока, который удается пропустить через ограниченную массу воздуха непосредственно после введения ее в замкнутый металлический сосуд, содержащий изолированный центральный электрод, соединенный с электрометром. В сосуде диаметром 80 см, в котором разность потенциалов между электродом и стенками поддерживалась равной 700 *в*, такое ослабление тока продолжалось около одного часа и наблюдалось, в частности, Мак-Леннаном, который связывал это явление с существованием в воздухе наведенной радиоактивности, спонтанно исчезающей после введения воздуха в замкнутый сосуд. Это объяснение представляется неудовлетворительным, так как оно снован на предположении, что закон изменения тока не зависит от электрического поля, используемого для измерений, а между тем

опыт указывает на весьма значительное влияние этого поля. Действительно, ослабление тока происходит весьма различным образом в зависимости от того, существует ли поле непрерывно, или его создают только в момент измерения; чем сильнее поле, тем быстрее спадает ток; если же убрать поле после достаточно длительного его существования, то вместо спадания тока может даже наступить его увеличение. Более того, если воздух до введения в сосуд проходит через ватный тампон, то *ослабление тока полностью исчезает*, хотя вата и не обнаруживает радиоактивности, сравнимой с той, которая требовалась бы согласно предложенному объяснению.

Напротив, предположение, что во введенном в сосуд воздухе имеются крупные ионы, которые поле способно собрать лишь за очень длительное время и притом тем более длительное, чем слабее поле, очень хорошо объясняет все описанные выше явления, если допустить, что подвижность этих ионов порядка $\frac{1}{100}$ *мм/сек* в поле в 1 *в/см*.

Кроме того, при искусственном введении в сосуд тяжелых ионов, образованных в пламени или при сгорании табака, наблюдаются явления, в точности аналогичные описанным выше, хотя и превосходящие их по интенсивности, и качественно и количественно согласующиеся со свойствами мало подвижных ионов.

III. Происхождение этих тяжелых ионов, по-видимому, следующее: известно, что в воздухе всегда имеются частицы, служащие зародышами для образования капель в атмосфере, слегка пересыщенной парами воды. Основываясь на этом явлении конденсации, Айткен измерил число таких частиц, быть может являющихся *остатками* испаренных капель, и показал, что вблизи почвы число это порядка 100 000 в кубическом сантиметре. К этим частицам, диэлектрическая постоянная которых отличается от диэлектрической постоянной среды, электростатически притягиваются обыкновенные ионы, постоянно образующиеся под действием различных радиаций, и заряжают их. Это превращение нейтральных частиц в тяжелые ионы ограничено рекомбинацией образованных таким образом тяжелых ионов с легкими ионами противоположного знака; если число легких

ионов обоих знаков одинаково, то должен установиться постоянный режим, при котором только некоторая доля частиц превращается в тяжелые ионы того или иного знака, причем доля эта зависит от величины частицы, но *не зависит от числа мелких ионов*, поскольку скорости диффузии и обратного ей процесса — рекомбинации — пропорциональны этому числу.

Опыт полностью подтвердил это предположение, а также все следствия, вытекающие из предыдущей теории: введение сильно радиоактивного вещества в сосуд с воздухом, содержащим частицы во взвешенном состоянии, никоим образом не изменяет числа тяжелых ионов. И, наконец, отмеченное выше возрастание тока, наступающее после мгновенного выключения поля, объясняется присутствием нейтральных молекул, не успевающих зарядиться, когда поле быстро извлекает из газа легкие ионы по мере их образования, но зато после выключения поля превращающихся в тяжелые ионы.

Тяжелые ионы должны аккумулироваться вблизи электродов; это действительно было подтверждено экспериментально по электрической индукции, оказываемой этими ионами на электроды.

IV. Из предыдущей теории вытекает также, что если в воздухе содержатся только легкие ионы одного знака, то все частицы должны превратиться в тяжелые ионы.

Это предсказание теории было подтверждено на опыте при самых различных условиях. В частности, при действии ультрафиолетового света на отрицательно заряженную цинковую пластинку, в *непрофильтрованном* воздухе образуются тяжелые отрицательные ионы, и число их достигает порядка 100 000 на кубический сантиметр, в соответствии с результатами, полученными Айткеном при его опытах с конденсацией; до освещения число тяжелых ионов каждого знака было около 10 000.

Из предыдущего опыта вытекает простой метод для точного подтверждения *полного отсутствия в воздухе ионов с подвижностями, промежуточными между подвижностями легких и тяжелых ионов*. Минимальная величина тяжелых ионов, выведенная из их подвижности (диаметр около 10 *ммк*), соответствует толщине черного пятна в тонких

слоях жидкости; они представляют собой категорию, очень отличающуюся от обыкновенных ионов, и вопрос о количестве их в воздухе требует самостоятельного изучения.

Полное отсутствие стабильных промежуточных ионов следует также и из опытов, описанных в предыдущем сообщении, и с большой тщательностью повторенных в нормальном атмосферном воздухе, взятом вблизи почвы. Этот же факт был, наконец, подтвержден и недавними опытами Блоха с газами в пламенах.

V. Прямое воздействие на воздух ультрафиолетового света от дуги между угольными электродами, по наблюдениям Ленарда, приводит к образованию легких отрицательных и тяжелых положительных ионов. Этот эффект, приписываемый Ленардом непосредственному воздействию света на газ, *полностью исчезает*, по крайней мере в отношении тяжелых положительных ионов, если профильтровать воздух через ватный тампон. Поэтому, в противоположность мнению Ленарда, эффект этот, по-видимому, объясняется фотоэлектрическим воздействием света на содержащиеся в воздухе частицы или пылинки, которые при этом испускают отрицательные корпускулы и превращаются в тяжелые положительные ионы.

Воздействие ультрафиолетового света от дуги на воздух, лишенный пыли, не вызывает образования в нем ионов с малой подвижностью. Было бы интересно выяснить, как фотоэлектрический эффект частиц, взвешенных в воздухе, зависит от их природы.



ОБ ОДНОЙ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФОРМУЛЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ [1]

Задачи, выдвигаемые современными теориями электрической проводимости газов, вызывают постоянную необходимость в использовании результатов кинетической теории, с успехами которой теснейшим образом связана возможность найти полное решение этих задач. Кроме того, новые экспериментальные данные относительно ионов в газах открыли возможность индивидуально улавливать отдельные атомные заряды и путем прямого подсчета ионов, содержащихся в газе, точно определять значения молекулярных величин. Благодаря этому, атомистические концепции переходят в известном смысле из разряда гипотез в разряд принципов. Эти новые результаты не только иллюстрируют блестящие успехи, уже достигнутые кинетической теорией, но являются, кроме того, мощным стимулом для возможно более далеко идущих выводов из учения о дискртеной структуре вещества.

До сих пор в кинетической теории пользовались двумя основными методами: метод средних пробегов, введенный Клаузиусом, конкретен и ощутим; он позволяет без чрезмерных аналитических усилий проникнуть во все детали явлений диффузии, внутреннего трения, термической и электрической проводимости; этот метод позволяет также сформулировать современные, чрезвычайно заманчивые и стимулирующие представления об искровом разряде как диссоциации нейтральной молекулы на два новых иона с разноименными за-

рядами; эта диссоциация происходит при столкновении молекулы с существовавшим ранее ионом, который за время своего свободного пробега в сильном электрическом поле успел набрать достаточно большую энергию[1]. Этому методу мы обязаны большей частью формул, применявшихся до сих пор и выведенных в предположении, что молекулы в момент соударения ведут себя, как упругие шары. В частности, формула, выведенная Больцманом [2] для коэффициента диффузии двух газов один в другой, позволила автору [3], а также Рике [4], вычислить размеры ионов, имеющихся в газах при обыкновенной температуре, и показать, что они состоят из аггломерата небольшого числа нейтральных молекул, удерживаемых силами электрического притяжения вокруг заряженного центра. Однако этот вывод недостаточно строг, так как метод средних пробегов не дает возможности учесть притяжение, имеющее место в момент соударения между таким ионом и нейтральными молекулами.

Более того, формулы, полученные с помощью метода средних пробегов, несомненно, неверны, и ниже мы продемонстрируем это на весьма ярком примере; они неверны главным образом по отношению к тем случаям, когда газ содержит молекулы различного рода, и чем сильнее различаются массы этих молекул между собой, тем более ошибочными оказываются эти формулы.

Действительно, существенным недостатком метода Клаузиуса является то, что он не рассматривает динамики соударений; это — чисто статистический метод, позволяющий определять число столкновений по размерам молекул и по их скоростям. Таким образом, все столкновения рассматриваются при этом как равноценные, независимо от степени их воздействия на скорость молекул после удара

Отсюда ясно, как важно создать метод, позволяющий учесть различные условия при столкновениях и дающий возможность найти правильный закон взаимодействия между нейтральными и электри-

[1] P. Langevin. Ann. Chim. Phys., t. XXVIII, 1903, p. 364.
[2] L. Boltzmann. Théorie des gaz. Trad. Gallotti, t. I, p. 90.
[3] P. Langevin. Loc. cit., p. 332.
[4] E. Riecke. Ann. der Phys.

чески заряженными частицами. Такой динамический метод был, в противовес к чисто статистическому методу Клаузиуса, впервые предложен Максвеллом и, несомненно, представляет собой одно из наиболее славных его творений. Продолжателем Максвелла в этом направлении явился Кирхгоф, и Больцман посвятил их работам всю вторую половину первого тома своей кинетической теории газов.

К сожалению, этот метод приводит к вычислениям, до сих пор казавшимся невыполнимыми, за исключением одного частного случая, когда молекулы действуют друг на друга с силой, обратно пропорциональной пятой степени расстояния между ними. Только для такого закона взаимодействия удалось довести вычисления до конца; при этом в них встречается одно единственное графическое интегрирование, выполненное Максвеллом. Но полученные им результаты не согласуются с экспериментальными данными, и, конечно, нет никаких оснований ожидать, что истинным законом взаимодействия между молекулами является закон, допускающий наиболее простые вычисления. Так, например, истинная температурная зависимость коэффициента диффузии газов отлична от той, которая получается из вычислений Максвелла.

По многим причинам чрезвычайно существенно, и Бриллюэн неоднократно настаивал на этом, сделать метод Максвелла применимым при любом законе взаимодействия и, в частности, в случае упругих соударений, т. е. в единственном случае, рассматриваемом методом средних путей: это необходимо для проверки результатов этого метода, проверки, оказавшейся, как мы увидим в дальнейшем, совершенно убийственной.

Решение задачи для случая произвольного закона взаимодействия позволяет, наконец, подойти и к решению вопроса о перемещении наэлектризованных центров в газе, состоящем из нейтральных молекул, притягиваемых к этим центрам. Эта проблема является основной для теории ионизации, и ей я посвящу последнюю часть настоящей работы.

Сильное упрощение, привносимое законом пятой степени в динамический метод, связано с тем совершенно особым обстоятельством,

что в этом случае оказывается совершенно ненужным знать распределение скоростей молекул и предполагать, например, что это распределение следует хорошо известному закону Максвелла. Это одновременно дает выигрыш как в простоте, так и в точности, так как, очевидно, всегда (кроме случая полного равновесия), когда мы имеем дело с диффузией, трением, проводимостью (а только эти случаи нас и интересуют), закон распределения является максвелловским только приближенно.

При решении задачи для произвольного закона взаимодействия это преимущество отпадает и приходится предполагать максвелловское распределение; но это, по-видимому, влечет за собой лишь ничтожную неточность, так как получающаяся при этом предположении общая формула дает, в качестве частного случая, в точности тот же результат, который Максвелл, не уточняя закона распределения, получил для молекул, взаимодействующих с силой, обратно пропорциональной пятой степени расстояния.

Этот закон устойчивого распределения, как и все вообще законы устойчивого равновесия, должен обладать той особенностью, что небольшие отклонения от него во многих случаях не оказывают заметного влияния на результат. Так, небольшие отклонения системы от положения равновесия только во втором приближении изменяют значение ее потенциальной энергии.

Формула, которую я собираюсь вывести, относится к задаче о диффузии одного газа в другой, при любом типе взаимодействия между этими газами. Методом среднего пробега невозможно точно решить эту задачу, даже для частного случая упругих столкновений [1].

УРАВНЕНИЕ ДИФФУЗИИ

Общее изложение динамического метода Максвелла читатель найдет в книге Больцмана, здесь же я только напомню постановку задачи о диффузии.

---

[1] См. по этому вопросу 2-е прим. М. Бриллюэна во французском перев. первого тома Больцмана (изд. Gauthier — Villard, 1902).

Рассмотрим газовую смесь, содержащую молекулы двух видов с массами m и m_1, причем количество их в единице объема равняется n и соответственно n_1, где эти n и n_1 изменяются от одной точки газа к другой, поскольку непременным условием для существования диффузии является неравномерное распределение концентраций.

Предположим, что скорости молекул вида m, с составляющими для одной из них ξ, η, ζ, распределены по закону Максвелла вокруг их среднего значения, представляющего собой общую скорость первого газа; точно так же скорости молекул m_1, с составляющими ξ_1, η_1, ζ_1, по тому же закону будут распределены вокруг их среднего значения, т. е. вокруг общей скорости второго газа, вообще говоря, отличной от общей скорости первого газа. Именно разностью этих средних скоростей, т. е. относительной общей скоростью обоих газов и измеряется интенсивность диффузии.

Пусть u, v, w — общая скорость первого газа, u_1, v_1, w_1 — второго. Закон распределения дает для числа молекул dn и dn_1, скорости которых заключены между ξ, η, ζ и $\xi + d\xi$, $\eta + d\eta$, $\zeta + d\zeta$ (для молекул первого вида) и между ξ_1, η_1, ζ_1 и $\xi_1 + d\xi_1$, $\eta_1 + d\eta_1$, $\zeta_1 + d\zeta_1$ (для молекул второго вида) значения dn и dn_1:

$$dn = ke^{-hm[(\xi-u)^2+(\eta-v)^2+(\zeta-w)^2]}\,d\xi\,d\eta\,d\zeta = f\,d\omega, \tag{1}$$

если положить

$$d\xi\,d\eta\,d\zeta = d\omega, \quad f = ke^{-hm[(\xi-u)^2+(\eta-v)^2+(\zeta-w)^2]}, \tag{2}$$

при

$$k = n\sqrt{\frac{h^3m^3}{\pi^3}}, \tag{3}$$

где h является величиною, обратно пропорциональной температуре газа и не зависящей от природы молекул, ибо ее значение равно

$$h = \frac{3}{4\alpha T}, \tag{4}$$

если αT — средняя кинетическая энергия поступательного движения молекулы, одинаковая при одной и той же абсолютной температуре T для всех видов молекул.

Выражение для dn позволяет легко убедиться в том, что средние значения имеют вид

$$\bar{\xi} = \frac{\int \xi \, dn}{\int dn} = u,$$

$$\frac{1}{2} m \, \overline{(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)} = \frac{3}{4h} = \alpha T,$$

Точно так же для молекул другого вида будет

$$dn_1 = k_1 e^{-hm_1[(\xi_1-u_1)^2+(\eta_1-v_1)^2+(\zeta_1-w_1)^2]} \, d\xi_1 \, d\eta_1 d\zeta_1 = f_1 \, d\omega_1. \tag{5}$$

Чтобы вывести общее уравнение диффузии, предположим сначала, что закон распределения скоростей вокруг средней скорости в обоих газах произвольный, и определим парциальные давления обоих газов.

Парциальное давление первого газа на элемент поверхности равно количеству движения, перенесенному молекулами этого газа в единицу времени через единицу поверхности рассматриваемого элемента поверхности. При этом, конечно, предполагается, что элемент поверхности движется со скоростью, равной общей скорости этого газа, как могла бы двигаться ограничивающая его стенка, так что он не проходит в объем газа сквозь поверхность, и то обстоятельство, что поверхность эта предполагается твердой, отнюдь не может явиться помехой для общего движения газа. Таким образом, при расчете давления в вычислениях будет фигурировать скорость молекулы:

$$\xi - u, \quad \eta - v, \quad \zeta - w$$

относительно всей массы газа.

Легко показать, что для элемента, перпендикулярного оси x, в рассматриваемой точке, где число молекул в единице объема равно n и плотность равна

$$\rho = nm,$$

составляющие парциального давления, по определению, равны

$$p_{xx} = \rho \, \overline{(\xi - u)^2} = m \int (\xi - u)^2 \, d\omega,$$

$$p_{xy} = \rho\,\overline{(\xi - u)(\eta - v)} = m\int f\,(\xi - u)(\eta - v)\,d\omega.$$

$$p_{xz} = \rho\,\overline{(\xi - u)(\zeta - w)} = m\int f\,(\xi - u)(\zeta - w)\,d\omega.$$

Отсюда получаем соотношения

$$p_{xy} = p_{yx}; \quad p_{xz} = p_{zx}; \quad p_{yz} = p_{zy},$$

необходимые для равновесия элемента объема газа.

Среднее давление газа по определению равно

$$\tilde{\omega} = \frac{p_{xx} + p_{yy} + p_{zz}}{3}.$$

Легко убедиться в том, что при Максвелловском законе распределения тангенциальные давления делаются равными нулю, так что будем иметь

$$p_{xx} = p_{yy} = p_{zz} = \tilde{\omega} = \frac{n}{2h} = \frac{2}{3}\,n\alpha T, \tag{6}$$

что, как известно, является выражением закона Мариотта.

Рассмотрим теперь неподвижный элемент объема $dx\,dy\,dz$, вершина которого x, y, z лежит в точке с парциальной плотностью P. Сохранение материи выражается известным уравнением

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0. \tag{7}$$

Найдем изменение количества движения молекул, содержащихся в этом элементе объема. Так как в элемент объема поступают молекулы через плоскость $dy\,dz$, имеющую абсциссу x, то проекция количества движения на Ox за единицу времени увеличивается на

$$m\,dy\,dz\int f\,(\xi)^2\,d\omega = m\,dy\,dz\Big[\int f\,(\xi - u)^2\,d\omega +$$
$$+ 2u\int f\,(\xi - u)\,d\omega + nu^2\Big] = dy\,dz\,(p_{xx} + \rho u^2),$$

учитывая, что, по определению, среднее значение $\xi - u$ равно нулю.

Избыток приходящих таким образом молекул над уходящими через противоположную плоскость будет на единицу объема:

$$-\frac{\partial}{\partial x} p_{xx} - \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2);$$

составляя аналогичные выражения для проекции на Ox количества движения, приносимого молекулами, поступающими через другие плоскости, получим отнесенное к единице времени и единице объема выражение для количества движения, перенесенного молекулами извне:

$$-\frac{\partial}{\partial x} p_{xx} - \frac{\partial}{\partial y} p_{xy} - \frac{\partial}{\partial z} p_{xz} - \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) - \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho uw).$$

Если X, Y, Z — составляющие *внешней силы* (силы тяготения, электрической силы и т. п.), действующей на единицу массы молекул газа, то соответствующее приращение проекции количества движения равно ρX.

Если бы рассматриваемый газ существовал один, то только две причины могли бы вызвать это приращение: проникновение молекул извне и действие на расстоянии. Если же два газа перемешаны между собой, то столкновения, происходящие в единицу времени между молекулами обоих видов, вызовут обмен количеством движения, пропорциональным разности $u_1 - u$ общих скоростей обоих газов, т. е. их относительной общей скорости.

Не делая никаких гипотез относительно истинного вида искомого выражения, обозначим вместе с Больцманом через $B_4\ (m\xi)$ количество движения, отнесенное к единице времени и к единице объема, сообщенное молекулам первого вида при их столкновении с молекулами второго вида. Столкновения между молекулами одного и того же вида, очевидно, не могут изменить их полного количества движения. Эта величина B_4 играет основную роль в теории диффузии, и мы постараемся вычислить ее по возможности более точно.

Заметим, что компонента количества движения, в действительности содержащегося в единице объема, равна

$$m\int f\xi\, d\omega = \rho u.$$

Приравнивая его производную по времени полному приращению, вызванному различными причинами, получаем

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) = -\frac{\partial}{\partial x} p_{xx} - \frac{\partial}{\partial y} p_{xy} - \frac{\partial}{\partial z} p_{xz},$$

$$-\frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) - \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho uw) + \rho X + B_4(m\zeta),$$

или, принимая во внимание уравнение сохранения (7) и выражая через

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z}$$

общее ускорение заданного элемента газа:

$$\rho\frac{du}{dt} + \frac{\partial}{\partial x} p_{xx} + \frac{\partial}{\partial y} p_{xy} + \frac{\partial}{\partial z} p_{xz} = \rho X + B_4(m\zeta). \tag{8}$$

Таково общее уравнение, определяющее движение первого газа. Если это общее движение достаточно медленное, то u, v, w очень малы по сравнению со средними значениями ξ, η, ζ скоростей теплового движения молекул, порядок которых всегда 10^5, в то время как общие скорости, имеющие место при диффузии или при перемещении ионов, всегда значительно более низкого порядка, во всяком случае, при напряжениях ниже пробивного. В этих условиях отклонения от законов Максвелла минимальны и можно полагать, что распределение происходит по этому закону и при том изотропно по всем направлениям вокруг общей скорости.

Уравнение (8) превращается в

$$\rho\frac{du}{dt} + \frac{\partial\tilde{\omega}}{\partial x} = \rho X + B_4(m\xi). \tag{9}$$

Для второго газа аналогичным образом получим

$$\rho_1\frac{du_1}{dt} + \frac{\partial\tilde{\omega}_1}{\partial x} = \rho_1 X_1 - B_4(m\xi). \tag{10}$$

ВЫЧИСЛЕНИЕ B_4 ($m\xi$)

Для вычисления количества $B_4(m\xi)$, представляющего собой количество движения, обмененное в результате столкновений между молекулами различных видов, можно предположить, ничего не изменяя в уравнениях движения молекул и, следовательно, не изменяя результата, что оси координат приведены в такое равномерное поступательное движение u, v, w, что общая скорость первого газа делается равной нулю. Тогда u_1, v_1, w_1 является относительной общей скоростью, и наше выражение упростится.

Я отсылаю к книге Больцмана[1] для вывода формулы

$$B_4(m\xi) = m\iiint_0^{\infty}\int_0^{2\pi} ff_1(\xi' - \xi)\, gb\, d\omega\, d\omega_1\, db\, d\varepsilon, \qquad (11)$$

где $\xi'\eta'\zeta'$ скорость молекулы $\xi\eta\zeta$ после ее столкновения с молекулой $\xi_1\eta_1\zeta_1$; относительная скорость g этих молекул до столкновения по абсолютному значению была

$$g = \sqrt{(\xi_1 - \xi)^2 + (\eta_1 - \eta)^2 + (\zeta_1 - \zeta)^2}.$$

Условия столкновения определяются величинами b и ε следующим образом.

Поскольку относительная скорость по величине и по направлению равна m_1G (рис. 49), а m_1X параллельна оси OX, то молекула m, двигаясь относительно m_1 в направлении, параллельном m_1G, при отсутствии взаимодействия между молекулами встретила бы плоскость P, проведенную через m_1 перпендикулярно к m_1G, в точке M, расположенной на расстоянии b от m_1, причем направление m_1M составляет с линией пересечения плоскостей P и Gm_1X угол ε. Относительная траектория молекул, конечно, вся целиком должна лежать в плоскости Gm_1M и иметь форму, определяемую законом взаимодействия между молекулами.

---

[1] L. Boltzmann. Théorie des gaz, Trad. Galotti, 1902, t. I, p. 111.

Если предположить, что это взаимодействие зависит только от расстояния между молекулами, то относительная траектория будет состоять из двух частей, симметричных по отношению к прямой m_1A, связывающей m_1 (рис. 50) с точкой, в которой относительная скорость перпендикулярна радиусу-вектору (перигелий). Конечное

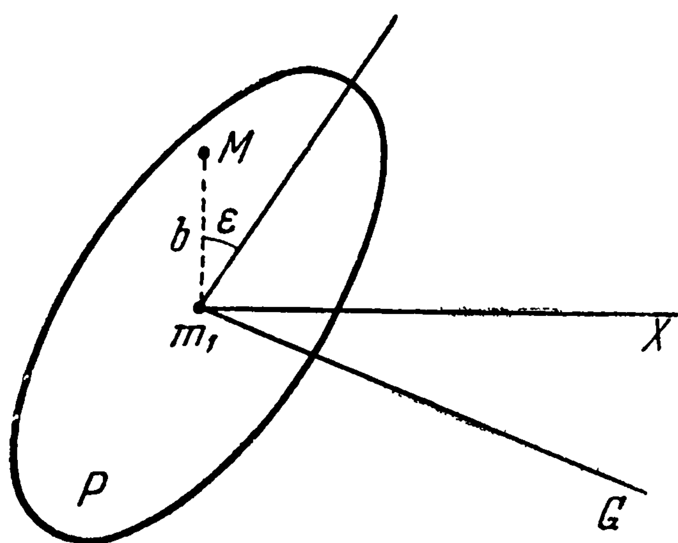


Рис. 49

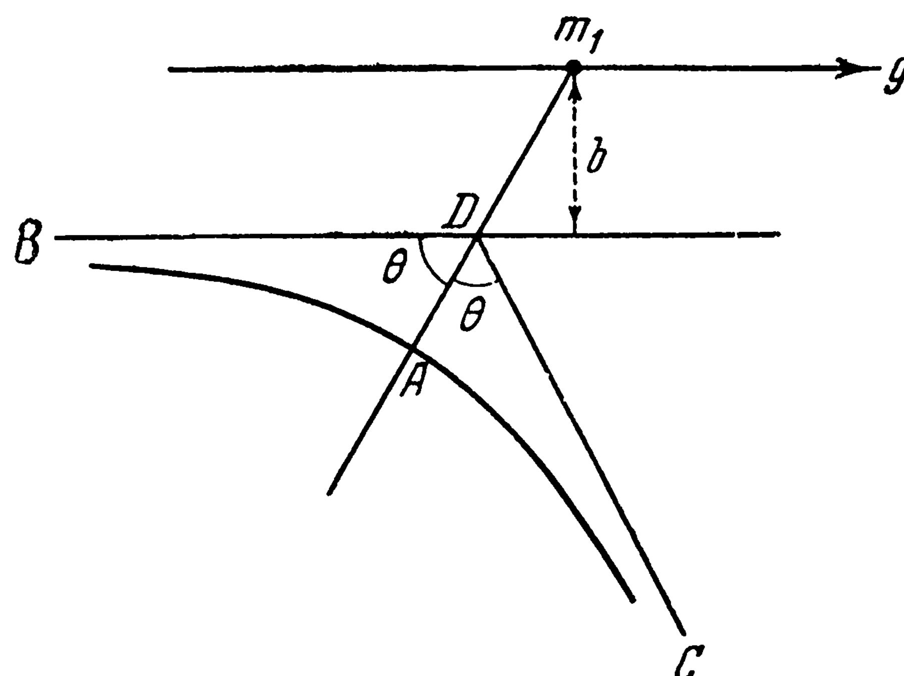


Рис. 50

направление относительной скорости после соударения (DC), по соображениям симметрии, составляет с направлением m_1A тот же угол θ, что и начальное направление этой скорости — BD.

Легко доказать, что изменение составляющей ξ, в функции от угла θ и от начальных скоростей, имеет вид

$$\xi' - \zeta = \frac{m_1}{m+m_1}\left[2(\xi_1 - \xi)\cos^2\theta + \sqrt{g^2 - (\zeta_1 - \xi)^2}\sin 2\theta\cos\varepsilon\right].$$

К тому же угол θ легко вычислить, если ввести массу

$$M = \frac{mm_1}{m+m_1}, \tag{12}$$

определяющую относительное движение, величину b и закон взаимодействия. Если этот закон соответствует относительной потенциальной энергии R, являющейся функцией расстояния, имеем

$$\theta = \int\limits_0^{\rho_0} \frac{d\rho}{\sqrt{1-\rho^2-\frac{2R}{Mg^2}}}, \tag{13}$$

где $\rho = \frac{b}{r}$ и ρ_0 — наименьшее положительное значение ρ, превращающее подкоренное выражение в нуль. Мы предполагаем здесь, что закон взаимодействия задан непрерывной функцией, как и в случае, рассматривавшемся Максвеллом, и что на него не накладываются упругие столкновения.

В случае чисто упругих столкновений между двумя сферами относительная траектория, очевидно, представляет собой простую ломаную линию с:

$$\theta = \arcsin \frac{b}{\sigma}, \tag{14}$$

где σ — сумма радиусов обеих сфер.

В случае притяжения, сопровождающегося столкновением, т. е. в случае, который нам придется рассматривать в связи с ионами, относительная траектория остается симметричной, но в момент столкновения в точке A появляется угол, и мы будем иметь только

$$\theta = \int_0^{\rho_1} \frac{d\rho}{\sqrt{1 - \rho^2 - \frac{2R}{Mg^2}}}, \tag{15}$$

где ρ_1 равно $\frac{b}{\sigma}$ и соответствует значению ρ в момент упругого столкновения, сопровождающегося отражением.

Заменяя в (1) $\xi_1 - \xi$ ее значением, легко получить

$$B_4(m\xi) = 4\pi M \iiint_0^\infty f f_1 g (\xi_1 - \xi) \cos^2 \theta b \, d\omega \, d\omega_1 \, db.$$

Здесь надо произвести семь последовательных интегрирований, так как $d\omega$ и $d\omega_1$ соответствуют, каждое, произведению трех дифференциалов.

Чтобы получить дальнейшее упрощение выражений f и f_1, мы можем выбрать ось x (направление которой до сих пор не было определено), параллельной относительной скорости обоих газов, составляющие которой равны

$$u'_1, 0, 0.$$

Согласно сделанным допущениям, имеем для f и f_1:

$$f = ke^{-hm(\xi^2+\eta^2+\zeta^2)},$$

$$f_1 = k_1 e^{-hm[(\xi_1-u_1)^2+\eta_1^2+\zeta_1^2]}.$$

Чтобы довести интегрирования до конца, важно правильно выбрать последовательность их выполнения. При заданном законе взаимодействия угол θ зависит только от b и от g, определяющих относительную траекторию. Введем обозначение

$$\varphi(g) = \int_0^\infty \cos^2\theta b db. \tag{16}$$

Отсюда получаем

$$B_4(m\xi) = 4\pi M \iint ff_1 g\varphi(g)(\xi_1 - \xi)\, d\omega\, d\omega_1. \tag{17}$$

Исключительная роль выбранного Максвеллом закона взаимодействия связана с тем, что в этом частном случае $g\varphi(g)$ является константой, и поэтому относительная скорость g выходит из-под знака интеграла, и остается только

$$\iint ff_1(\xi_1 - \xi)\, d\omega\, d\omega_1 = nn_1 u_1' = nn_1(u_1 - u).$$

Таким образом, задача в этом случае сводится к вычислению константы $g\varphi(g)$, не представляющему никаких затруднений.

Но в общем случае присутствие g под знаком интеграла заставляет прибегнуть к следующему приему.

Будем держать g постоянным и с каждой скоростью ξ_1, η_1, ζ_1 будем связывать только те значения ξ, η, ζ, которые соответствуют значениям g, заключенным между g и $g+dg$. Эта область значений ξ, η, ζ зависит от двух параметров, и мы можем без труда выполнить пять интегрирований, соответствующих изменениям этих двух параметров и величин ξ_1, η_1, ζ_1, оставляя на конец шестое интегрирование по g.

Для простоты будем изображать каждую скорость точкой с координатами ξ, η, ζ или ξ_1, η_1, ζ_1 относительно начала координат O (рис. 51).

Обозначим через V_1 точку $\xi_1\eta_1\zeta_1$. Точки $\xi\eta\zeta$, которые мы можем с ней связать, заключены между двумя сферами с центрами в V_1 и с радиусами g и $g + dg$.

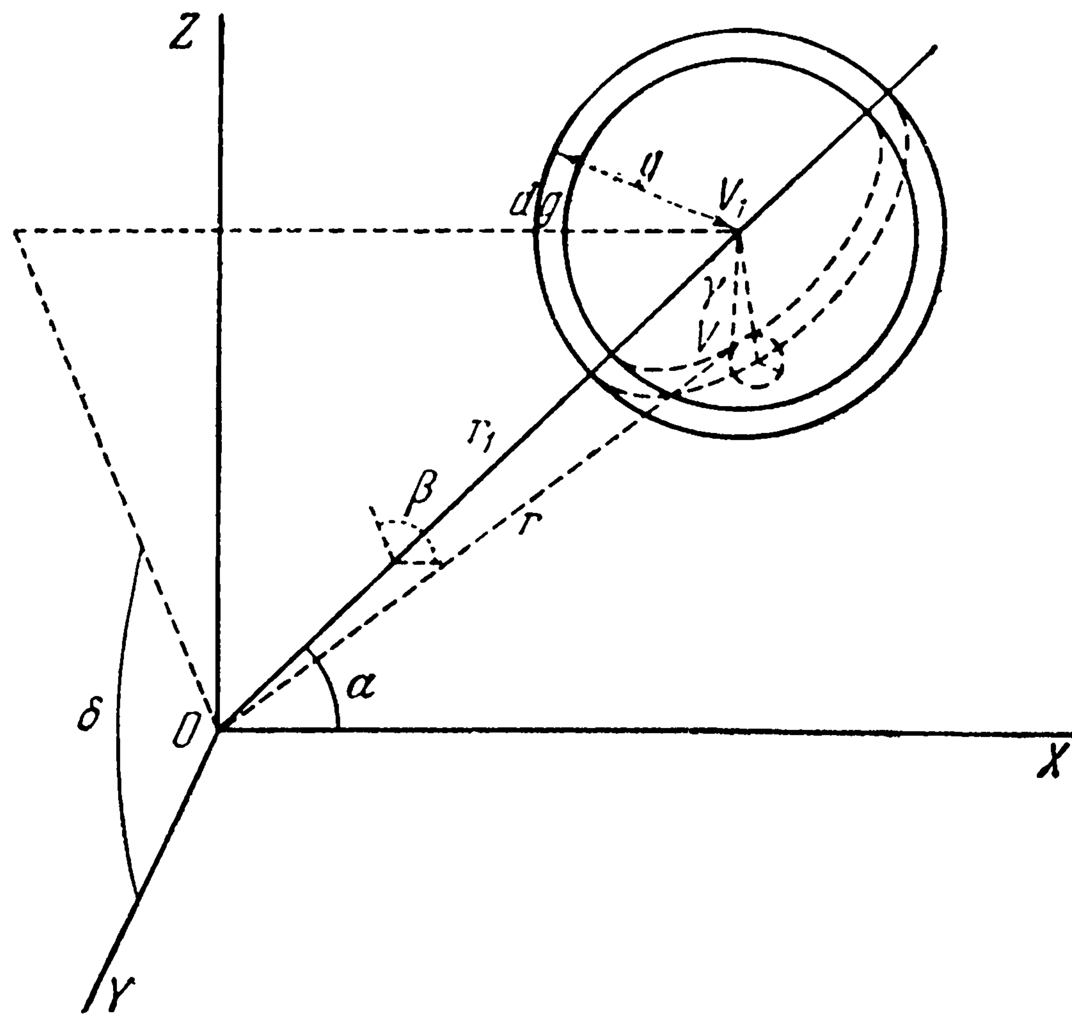


Рис. 51

Обозначим через r и r_1 расстояния OV, OV_1, абсолютные значения скоростей ξ, η, ζ и ξ_1, η_1, ζ_1.

Углы α — между OV_1 и OX; β — между плоскостями VOV_1 и XOV_1; γ — между V_1V и OV_1; δ — азимут V_1, относительно OX, вместе с r_1 представляют собой набор пяти параметров, которые мы связываем с g. Легко показать, что

$$d\omega = g^2 \sin\gamma \, d\gamma \, d\beta \, dg,$$

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = r^2 = r_1^2 + g^2 - 2r_1 g \cos\gamma,$$

$$\xi_1 - \xi = g\cos\gamma \frac{\xi_1}{r_1} + g \sin\gamma \cos\beta \sqrt{1 - \frac{\xi_1^2}{r_1^2}},$$

$$\frac{B_4(m\xi)}{4\pi M}=\iint(\xi_1-\xi)\,g\varphi(g)\,ff_1\,d\omega\,d\omega_1=$$
$$=\int f_1 d\omega_1\int g^3\varphi(g)\,(\xi_1-\xi)\,ke^{-hm(r_1^2+g^2-2r_1g\cos\gamma)}\cdot\sin\gamma d\gamma\,d\beta\,dg.$$

Подставляя вместо разности $\xi_1-\xi$ ее значение и замечая, что член с $\cos\beta$ исчезает, получим

$$\frac{B_4(m\xi)}{4\pi M}=2\pi k\int f_1\frac{\xi_1}{r_1}d\omega_1\int g^4\varphi(g)\,e^{-hm(r_1'+g^2)}\cdot dg\int e^{2hmr_1g\cos\gamma}\cdot\sin\gamma\cos\gamma d\gamma.$$

или

$$\frac{B_4(m\xi)}{4\pi M}=\frac{\pi k}{2h^2m^2}\int g^2\varphi(g)\,dg\int\frac{\xi_1}{r_1^3}[(2hmr_1g-1)\,e^{-hm(r_1-g)^2}+$$
$$+(2hmr_1g+1)\,e^{-hm(r_1+g)^2}]\,f_1\,d\omega_1.$$

В этом выражении фигурируют только ξ_1 и r_1, поэтому бесполезно вводить азимут V_1 относительно OX, не фигурирующий в выражении для ξ_1. Действительно, имеем

$$\xi_1=r_1\cos\alpha;\quad d\omega_1=2\pi r_1^3\cos\alpha\,dr_1\,d\alpha;$$
$$f_1=k_1\,e^{-h_1m_1[r_1^2-2r_1u_1\cos\alpha+u_1'^2]},$$

откуда

$$\frac{B_4(m\xi)}{4\pi M}=\frac{\pi^2kk_1}{h^2m^2}\int\limits_0^\infty g^2\varphi(g)\,dg\int\limits_0^\infty[(2hmr_1g+1)\,e^{-hm(r_1+g)^2}+$$
$$+(2hmr_1g-1)\,e^{-hm(r_1+g)^2}]\times$$
$$\times\,e^{-hm_1(r_1^2+u_1^2)}dr_1\int\limits_0^\pi e^{2hm_1r_1\omega_1\cos\alpha}\cdot\cos\alpha\sin\alpha\,d\alpha,$$

$$\frac{B_4(m\xi)}{4\pi M}=\frac{\pi^2kk_1}{4h^4m^2m_1^2u_1^2}\int\limits_0^\infty g^2\varphi(g)\,dg\int\limits_0^\infty[(2hmr_1g+1)\,e^{-hm(r_1+g)^2}+$$
$$+(2hmr_1g-1)\,e^{-hm(r_1-g)^2}]\times$$
$$\times[(2hm_1r_1u_1'+1)\,e^{-hm_1(r_1+u_1')^2}+(2hm_1r_1u_1'-1)\,e^{-hm_1(r_1-u_1')^2}]\,\frac{dr_1}{r_1^2}.$$

Для интегрирования по u_1 надо раскрыть скобки и воспользоваться формулой

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-(ax^2+2bx+c)}\,dx = \frac{e^{\frac{b^2}{a}-c}}{\sqrt{a}} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2}dx\,\sqrt{\pi}\cdot\frac{e^{\frac{b^2}{a}-c}}{\sqrt{a}},$$

учитывая, что

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-(ax^2+2bx+c)}\,\frac{dx}{x^2} = -2b\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-(ax^2+2bx+c)}\,\frac{dx}{x} - 2a\int\limits_{-\infty}^{+\infty} e^{-(ax^2+bx+c)}\,dx.$$

Произведя все вычисления, после этого пятого интегрирования получим, заменив k и k_1 их значениями (3)

$$B_4(m\xi) = 2nn_1\sqrt{\frac{\pi m m_1}{h\,(m+m_1)}}\cdot\frac{1}{u_1'^2}\int\limits_0^{\infty}\left[\left(2h\frac{mm_1}{m+m_1}\,gu_1'-1\right)e^{-\frac{hmm_1}{m+m_1}(g-u_1')^2}+\right.$$

$$\left.+\left(2h\frac{mm_1}{m+m_1}\,gu_1'-1\right)e^{-\frac{hmm_1}{m+m_1}(g-u_2')^2}\right]g^2\varphi(g)\,dg.$$

Полагая

$$z = g\sqrt{\frac{hmm_1}{m+m_1}},\quad \varepsilon = u_1'\sqrt{\frac{hmm_1}{m+m_1}},\tag{18}$$

имеем

$$B_4(m\xi) = 2nn_1\sqrt{\frac{\pi m m_1}{h\,(m+m_1)}}\,u_1' +$$

$$+\int\limits_0^{\infty}\varphi(g)\,e^{-(z^2+\varepsilon^2)}\left[(2\varepsilon z-1)\,e^{2ez}+(2ez+1)\,e^{-2\varepsilon z}\right]\frac{z^2dz}{\varepsilon^3}.$$

Но, как легко показать, εz всегда представляет собой очень малую величину, за исключением тех случаев, когда очень велики значения относительной скорости g; но такие значения g затрагивают чрезвычайно малое число молекул, поскольку экспонент, фигурирующий в формуле распределения Максвелла, чрезвычайно быстро убывает при удалении от средней квадратичной скорости.

Действительно, имеем

$$\varepsilon z = gu_1'\,\frac{hmm_1}{m+m_1};$$

среднее квадратичное значение g таково, что

$$\frac{mm_1}{m+m_1}\overline{g^2}=\frac{3}{2h},$$

$$\varepsilon z = u_1' \cdot \frac{2g}{2\overline{g^2}}.$$

Значит, для того, чтобы εz перестало быть очень малым, g должно было бы достигнуть громадного значения:

$$g=\frac{2\overline{g^2}}{3u_1'}.$$

Поэтому мы вправе подставить, вместо функции εz, ее разложение в ряд, ограничиваясь первым членом этого разложения, и окончательно получаем, учитывая, что ε^2 очень мало по сравнению с z^2, и что отношение этих величин равно $\frac{u^2}{g^2}$:

$$B_4(m\xi)=\frac{32}{3}nn_1\sqrt{\frac{\pi mm_1}{h(m+m_1)}}\,u_1'\int\varphi(g)e^{-z^2}\cdot z^5dz\quad, \tag{19}$$

где $\varphi(g)$ и z имеют указанные выше значения.

Это выражение действительно дает для обмена количеством движения между молекулами обоих газов выражение, пропорциональное относительной общей скорости u_1', как это и должно быть, по крайней мере в тех случаях, когда (как мы это предположили в конце нашего расчета) скорость u_1 мала по отношению к средней скорости теплового движения молекул.

Остается выполнить еще только одно интегрирование, которое, как правило, следует производить графическим путем, аналогично тому, как это пришлось сделать Максвеллу в случае взаимодействия, обратно пропорционального пятой степени расстояния.

Прежде чем перейти к приложениям этой общей формулы, убедимся сначала в том, что в случае, разобранном Максвеллом, она приводит в точности к выведенным им результатам. Получающееся при этом полное совпадение дает основание поверить в большую

полезность этой формулы, поскольку она дает возможность полностью решить задачу об относительном перемещении двух газов путем взаимной диффузии, когда взаимодействие между их молекулами является произвольной функцией от расстояния.

Чтобы прийти к результату Максвелла, предположим, что имеет место отталкивание, обратно пропорциональное $(n+1)$-й степени расстояния (здесь $n=4$):

$$\psi(r) = \frac{K}{r^{n+1}}.$$

Откуда, полагая

$$R = \frac{K}{nr^n},$$

получим

$$b = \alpha\left[\frac{K(m+m_1)}{mm_1g^2}\right]^{1/n}.$$

Формула (13), дающая угол θ, превращается в

$$\theta = \int\limits_0^{\rho_0} \frac{d\rho}{\sqrt{1-\rho^2-\frac{2}{n}\left(\frac{\rho}{\alpha}\right)^n}} = \theta(\alpha),$$

т. е. θ является только функцией α.

Отсюда получаем

$$\varphi(g) = \int\limits_0^\infty \cos^2\theta b\,db = \left[\frac{K(m+m_1)}{mm_1g^2}\right]^{2/n}\cdot\int\limits_0^\infty \cos^2\theta\alpha\,d\alpha.$$

Остающийся интеграл является числовой константой, рассчитанной Максвеллом графически для случая $n=4$; произведение этой константы на 4π Максвелл обозначил через A_1:

$$\varphi(g) = \left[\frac{K(m+m_1)}{mm_1g^2}\right]^{2/n}\cdot\frac{A_1}{4\pi}.$$

Мы могли бы, так же как Максвелл, вычислить эту константу для любого значения n. Максвелл полагает

$$A_3 = A_1\left[\frac{K}{mm_1(m+m_1)}\right]^{2/n},$$

откуда

$$\varphi(g) = \left(\frac{m+m_1}{g}\right)^{4/n} \cdot \frac{A_3}{4\pi} = \frac{A_3}{4\pi}\,[hmm_1(m+m_1)]^{2/n} z^{-4/n}.$$

Подставляя в общую формулу (19), получим

$$B_4(m\xi) = \frac{8}{3}\,\frac{A_3}{\pi}\,nn_1 \sqrt{\frac{\pi m m_1}{h(m+m_1)}}\,[hmm_1(m+m_1)]^{2/n} u_1' \int_0^\infty e^{-z^2} e^{5-4/n}\,dz.$$

Заметим между прочим, что это выражение содержит h в степени $\frac{2}{u} - \frac{1}{2}$; если при варьировании температуры, т. е. h, давление газов сохраняется постоянным, то n и n_1 изменяются обратно пропорционально абсолютной температуре, т. е. прямо пропорционально h.

Следовательно, значение $B_4(m\xi)$ прямо пропорционально $h^{3/2+2/n}$. Далее мы еще воспользуемся этим результатом.

Полагая $n = 4$, чтобы получить результат Максвелла, имеем

$$B_4(m\xi) = \frac{8A_3}{3\sqrt{\pi}}\,\rho\rho_1\,u_1' \int_0^\infty e^{-z^2} \cdot z^4\,dz,$$

где ρ и ρ_1 — плотности nm и $n_1 m_1$ обоих газов.

Следовательно

$$\int_0^\infty e^{-z^2} \cdot z^4\,dz = \frac{3\sqrt{\pi}}{8}.$$

Значит

$$B_4(m\xi) = A_3 \rho\rho_1 u_1' = A_3\,\rho\rho_1(u_1 - u),$$

что является в точности результатом, полученным Максвеллом[1].

НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

1°. Случай упругих столкновений. Приложение метода средних пробегов к задаче о взаимной диффузии одного газа в другой наталкивается на значительные трудности; так, на-

[1] L. Boltzmann, Trad. Gallotti, 1902, t. I, p. 90.

пример, из рассуждения, к которому он приводит, вытекает, что в негомогенной массе газа, в котором начальное давление было однородным, должна спонтанно установиться некоторая разность давлений. Этот явно абсурдный вывод побудил Мейера внести поправку в полученные им результаты, путем произвольного добавления должным образом выбранного общего движения обоих газов; однако этим он только добавил еще одну неопределенность к тем, которые вытекают из самого принципа чисто статистического метода.

Если для простоты предположить, что молекул вида m очень мало по сравнению с молекулами вида m_1, то формула Больцмана дает коэффициент диффузии молекул m в газ m_1 в виде

$$D_0 = \frac{c}{3\pi\sigma^2 n_1 \sqrt{\frac{m+m_1}{m}}},$$

где c — средняя скорость молекул с массой m, а σ — сумма радиусов молекул m и m_1.

По закону распределения Максвелла имеем

$$c = \frac{2}{\sqrt{\pi h m}}.$$

Следовательно

$$D_0 = \frac{2}{3\pi\sigma^2 n_1 \sqrt{\pi h (m+m_1)}}. \tag{20}$$

Посмотрим, что дает в этом случае общая формула. Случай простой диффузии предполагает отсутствие внешних сил X и столь медленные относительные общие перемещения, что в уравнении движения (9) можно пренебречь членами с ускорением; отсюда

$$\frac{\partial\widetilde{\omega}}{\partial x} = B_4(m\xi).$$

Чтобы вычислить функцию $\varphi(g)$, входящую в B_4, мы имеем в случае упругих столкновений:

$$\theta = \arcsin\frac{b}{\sigma},$$

и

$$\varphi(g) = \int_0^\infty \cos^2\theta b\,db = \int_0^\infty \left(1 - \frac{b^2}{\sigma^2}\right) b\,db = \frac{\sigma^2}{4}.$$

Следовательно

$$B_4(m\xi) = \frac{32}{3} nn_1 \sqrt{\frac{\pi m m_1}{h(m+m_1)}} (n_1 + u) \frac{\sigma^2}{4} \int_0^\infty e^{-z^2} z^3\,dz,$$

$$B_4(m\xi) = \frac{8}{3} nn_1\sigma^2 \sqrt{\frac{\pi m m_1}{h(m+m_1)}} (u_1 - u) = Ann_1(u_1 - u).$$

Откуда получаем уравнение диффузии

$$u - u_1 = -\frac{1}{Ann_1}\frac{\partial\tilde{\omega}}{\partial x}.$$

Но, согласно (6), имеем

$$\tilde{\omega} = \frac{n}{2h},$$

следовательно

$$u - u_1 = -\frac{2}{2Ann_1 h}\cdot\frac{1}{\tilde{\omega}}\cdot\frac{\partial\tilde{\omega}}{\partial x}.$$

Сравнивая это уравнение с формулой, служащей для определения коэффициента диффузии D:

$$u - u_1 = -\frac{D}{\tilde{\omega}}\cdot\frac{\partial\tilde{\omega}}{\partial x},$$

получаем

$$D = \frac{1}{2An_1 h} = \frac{3}{16\sigma^2 n_1 \sqrt{\frac{\pi h m m_1}{m+m_1}}} \quad [2] \tag{21}$$

Не считая численного коэффициента, не имеющего большого значения, формулы (20) и (21) различаются главным образом тем, что вместо $m + m_1$ появилось выражение $\frac{mm_1}{m+m_1}$. Расхождение оказывается особенно значительным, когда массы m и m_1 сильно

отличны друг от друга; в этом случае значение коэффициента диффузии, полученное динамическим методом, оказывается гораздо выше. Действительно, в этом случае имеем

$$\frac{D}{D_0} = \frac{9\pi}{32}\left(x + \frac{1}{x}\right),$$

полагая

$$x^2 = \frac{m}{m_1}.$$

Минимум этого отношения соответствует значению $x = 1$, т. е случаю, когда массы m и m_1 равны. Этот минимум равен

$$\frac{D}{D_0} = \frac{9\pi}{16} = 1{,}767.$$

Следовательно, даже в этом случае коэффициент, полученный с помощью метода Клаузиуса, сильно занижен, и это различие резко усиливается при удалении x от 1 в ту или другую сторону и растет неограниченно при увеличении различия между массами m и m_1.

Правильная формула, дающая коэффициент диффузии одного газа в другой, *независимо от относительной концентрации этих газов* в случае упругих столкновений и для диффузии газа в газ m_1, имеет вид

$$D = \frac{3}{16\sigma^2 n_1 \sqrt{\frac{\pi h m m_1}{m + m_1}}}.$$

Совершенно аналогичную формулу можно вывести из результатов, полученных Максвеллом в одном из его первых мемуаров о кинетической теории[1], в котором он впервые, в виде дополнения к чисто статистическим рассуждениям метода свободных пробегов, вводит динамические условия столкновения между упругими сферами.

---

[1] Maxwell. Phil. Mag., 4-th ser., t. XIX, 1960, p. 19; t. XX, 1860, p. 21; Scientific papers, t. I. 1890, p. 398.

Таким путем ему удалось рассчитать силу, действующую между молекулами двух компонент газовой смеси, т. е. обмен количеством движения, обозначенный мною через $B_4(m\xi)$.

Его результаты приводят к формуле, которую, вводя наши обозначения, можно написать так

$$B_4(m\xi) = 2nn_1\sigma^2 \sqrt{\frac{\pi m m_1}{h(m+m_1)}}\,(u_1 - u),$$

откуда для коэффициента диффузии получаем

$$D = \frac{1}{4\sigma^2 n_1 \sqrt{\dfrac{\pi h m m_1}{m+m_1}}}.$$

Это выражение отличается от истинного значения D только в отношении $^4/_3$, причем и это численное расхождение получается только потому, что Максвелл предположил равными скорости всех молекул одного и того же вида.

Совершенно очевидно, что рассуждение Максвелла было абсолютно строгим, поскольку он рассматривал динамические условия столкновений, и оно привело бы к правильному результату, если бы учитывался также и закон распределения скоростей, как это сделал я для случая произвольного закона взаимодействия между молекулами.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Предыдущая формула указывает, что при постоянном давлении коэффициент диффузии изменяется с температурой пропорционально $T^{3/2}$, причем n, как и h, изменяется обратно пропорционально T.

Такая же температурная зависимость получается при взаимодействии между молекулами, обратно пропорциональном очень высокой степени расстояния. Действительно, мы видели, что в случае действия, обратно пропорционального $(n+1)$-й степени расстояния, величина $B_4(m\xi)$, при постоянстве полного давления газовой смеси, изменяется прямо пропорционально $h^{3/2+2/n}$, т. е. что D, обратно про-

порциональное B_4, прямо пропорционально

$$T^{3/2+2/n},$$

равному $T^{3/2}$ при очень больших n.

Для закона пятой степени $n = 4$, и мы, вместе с Максвеллом, приходим к D, прямо пропорциональному T^2, в то время как на опыте, как будто бы, получается пропорциональность степени заключенной между $^3/_2$ и 2, что соответствует n, бо́льшему 4 и близкому к 8. Между тем, мало вероятно, чтобы закон взаимодействия, лучше всего соответствующий истинному положению вещей, мог быть просто законом взаимодействия, обратно пропорциональным некоторой степени расстояния.

Общая формула (19) без труда позволит нам исследовать этот закон, пользуясь для этого представляемой этой формулой возможностью производить вычисления при абсолютно произвольной зависимости взаимодействия от расстояния. В следующей работе мы дадим приложение этих вычислений к расчету подвижностей ионов в газах, а также выводы, получающиеся при этом относительно величины этих ионов по сравнению с размерами молекул.

Метод интегрирования, позволивший решить задачу о взаимной диффузии одного газа в другой, по-видимому, вообще нельзя применять (и уж, во всяком случае, нельзя применять непосредственно) к расчету внутреннего трения или теплопроводности газа.

Это объясняется тем, что в случае диффузии отклонение истинного распределения скоростей от закона Максвелла не имеет существенного значения; в частности, это явствует из того факта, что общая формула, которую мы вывели, пренебрегая этими отклонениями, в рассмотренном Максвеллом частном случае в точности совпадает с формулой, полученной Максвеллом без этого упрощения. В других же явлениях, напротив, эти отклонения играют существенную роль; именно потому, что скорости неравномерно распределены вокруг общей скорости, слой газа, в случае внутреннего трения, может обмениваться через обе ограничивающие его плоскости количествами движения, одинаковыми по величине и *обратными по знаку*,

или, в случае теплопроводности, *получать* с одной стороны и *отдавать* в другую сторону одинаковые количества тепла. Поэтому динамическая теория обязательно должна учитывать эти отклонения, что необычайно усложняет все вычисления.

ПОДВИЖНОСТЬ И ВЕЛИЧИНА ИОНОВ

Я вывел формулу, обобщающую результаты динамического метода, введенного Максвеллом в кинетическую теорию газов и примененного им для исключительно простого случая отталкивания молекул, обратно пропорционального пятой степени расстояния. Я показал, что с помощью формулы

$$B_4(m\xi) = \frac{32}{3} n n_1 \sqrt{\frac{\pi m m_1}{h(m+m_1)}} (u_1 - u) \int_0^\infty \varphi(g) e^{-z^2} \cdot z^5 \, dz$$

можно вычислить обмен количеством движения, осуществляемый путем столкновения молекул обеих компонент газовой смеси, при произвольном законе взаимодействия между молекулами.

Теперь я хочу приложить эту формулу к расчету подвижности в электрическом поле заряженного центра конечных размеров, находящегося в газе и притягивающего нейтральные молекулы этого газа, заставляя их, в зависимости от их диэлектрической постоянной, перемещаться в неоднородном электрическом поле, создаваемом этим заряженным центром.

Я показал ранее[1], что, поскольку в реальных условиях эксперимента число ионов всегда чрезвычайно мало по сравнению с числом нейтральных молекул, при расчете подвижности ионов, нет основания учитывать столкновения между ними; при изучении же рекомбинации разноименных ионов, напротив, обязательно надо принимать во внимание эти столкновения между ионами.

Если K — диэлектрическая постоянная газа, давление которого ω и который содержит n молекул в единице объема, то, как мною

[1] P. Langevin. Ann. Chim. Phys., t. XXVIII, 1903, p. 322.

было показано[1], притяжение молекулы ионом с зарядом e, на расстояние r практически равно

$$f = \frac{K-1}{2\pi n} \cdot \frac{e^2}{r^5},$$

что соответствует потенциальной энергии

$$R = -\frac{K-1}{8\pi n} \cdot \frac{e^2}{r^4}.$$

Если, кроме того, допустить, что ион с массой m_1 обладает конечными размерами, такими, что сумма радиусов иона и молекулы равна σ, нам, при столкновении иона с молекулой, придется учитывать искривление относительной траектории, сначала вследствие притяжения, а затем — вследствие отражения, наступающего в момент соударения, когда расстояние между центрами делается равным σ.

Чтобы найти подвижность ионов, неизбежно надо пройти через вычисление $B_4(m\xi)$. Если пренебречь влиянием ускорения и диффузии, уравнение (10) принимает вид

$$\rho_1 X_1 = B_4(m\xi) = \frac{32}{3} n n_1 \sqrt{\frac{\pi m m_1}{h(m+m_1)}} (u_1 - u) \int_0^\infty \varphi(g) e^{-z^2} z^5 dz,$$

где $\rho_1 X_1$ — внешняя сила, действующая на n_1 ионов, содержащихся в единице объема газа.

Если H — электрическое поле и e — заряд иона, то

$$\rho_1 X_1 = n_1 e H$$

и подвижность k_1 рассматриваемых ионов, т. е. коэффициент пропорциональности между электрическим полем и относительной скоростью ионов $u_1 - u$ по отношению к газу, дается соотношением

$$k_1 = \frac{e}{A},$$

[1] P. Langevin. Ann. Chim. Phys., t. XXVIII, 1903, p. 317.

где

$$A = \frac{32}{3} n \sqrt{\frac{\pi m m_1}{h(m+m_1)}} \int_0^\infty \varphi(g) e^{-z^2} z^5 dz.$$

Мы должны вычислить эту величину A. Для этого прежде всего определим для каждого значения z, т. е. g, функцию, заданную выражением

$$\varphi(g) = \int_0^\infty \cos^2 \theta b \, db.$$

Угол θ определен формулой (13):

$$\theta = \int_0^{\rho_1} \frac{d\rho}{\sqrt{1 - \rho^2 + \frac{2R}{Mg^2}}},$$

где ρ_1 равно меньшему положительному корню ρ_0 подкоренного выражения, когда не происходит упругого столкновения, т. е. поскольку $\rho = \frac{b}{r}$, когда $\rho_0 < \frac{b}{\sigma}$; в противном случае ρ_1 принимает значение $\frac{b}{\sigma}$, так как расстояние между центрами r не может сделаться меньше σ.

Таким образом, при сделанных предположениях имеем

$$\frac{2R}{Mg^2} = \frac{K-1}{4\pi n} \cdot \frac{he^2\rho^4}{z^2 b^4} = \frac{K-1}{8\pi\widetilde{\omega}} \cdot \frac{e^2\rho^4}{z^2 b^4}.$$

Полагая

$$\mu^2 = \frac{K-1}{8\pi\widetilde{\omega}} \cdot \frac{e^2}{\sigma^4}, \quad b^2 = \frac{2\mu\sigma^2}{z}\beta^2 = \frac{2}{z}\sqrt{\frac{(K-1)e^2}{8\pi\widetilde{\omega}}}\beta^2,$$

получим

$$\theta = \int_0^{\rho_1} \frac{d\rho}{\sqrt{1 - \rho^2 + \frac{\rho^4}{4b^4}}}. \tag{22}$$

Здесь следует различать два случая, в зависимости от того имеют ли место упругие столкновения или нет, т. е. в зависимости,

от соотношения между корнем ρ_0 радикала и величиной

$$\frac{b}{\sigma}=\beta\sqrt{\frac{2\mu}{z}}. \tag{23}$$

Произведем замену переменной ρ, положив

$$\rho=y\sqrt{2\beta^2},$$

откуда

$$\theta=\sqrt{2\beta^2}\int_0^{y_1}\frac{dy}{\sqrt{1-2\beta^2y^2+y^4}},$$

где y_1 — наименьший корень подкоренного выражения, если таковой существует, и меньше $\sqrt{\frac{\mu}{z}}$; в противоположном случае, т. е. при упругом столкновении, y_1 равен $\sqrt{\frac{\mu}{z}}$.

Для вычисления интеграла в выражении для θ мы можем воспользоваться двумя различными методами в зависимости от того, имеет ли подкоренное выражение вещественные или мнимые корни, т. е. в зависимости от того, будет ли

$$\beta>1 \quad \text{или} \quad \beta<1.$$

В первом случае вычисление θ сведется к расчету эллиптических функций и может быть выполнено с помощью таблиц Лежандра, дающих значения

$$F_{\psi(\varphi)}=\int_0^{\varphi}\frac{d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\psi\sin^2\varphi}}$$

для всех значений φ и ψ и, в частности, значения полной функции:

$$F'_{\psi}=\int_0^{\pi/2}\frac{d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\psi\sin^2\varphi}}.$$

1°. Если упругого столкновения не происходит, то, полагая

$$2\beta^2=\sin\psi+\frac{1}{\sin\psi}, \quad y=\sqrt{\sin\psi}\sin\varphi,$$

получим

$$\theta = \sqrt{1+\sin^2\psi} \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\psi\sin^2\varphi}} = \sqrt{1+\sin^2\psi}\, F'_\psi.$$

2°. Если происходят упругие столкновения, то предельное значение φ_1 функции φ дается выражением

$$\sqrt{\sin\psi}\sin\varphi_1 = y_1 = \sqrt{\frac{\mu}{z}},$$

$$\varphi_1 = \arcsin\sqrt{\frac{\mu}{z\sin\psi}}.$$

Следовательно

$$\theta = \sqrt{1+\sin^2\psi} \int_0^{\arcsin\sqrt{\frac{\mu}{z\sin\psi}}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-\sin^2\psi\sin^2\varphi}} =$$

$$= \sqrt{1+\sin^2\psi}\, F_\psi\left(\arcsin\sqrt{\frac{\mu}{z\sin\psi}}\right).$$

Во втором случае, если корни y_0 — мнимые, всегда будет иметь место упругое столкновение, так как без такого столкновения ион и молекула, по предположению сведенные к своим центрам, могли бы сближаться неограниченно.

Всегда будет

$$\theta = \sqrt{2\beta^2} \int_0^{\sqrt{\mu/z}} \frac{dy}{\sqrt{1-2\beta^2y^2+y^4}}.$$

Я рассчитал значения этого интеграла для различных значений β, заключенных между 0 и 1, и значений $\sqrt{\frac{\mu}{z}}$, заключенных в тех же пределах.

При $\sqrt{\frac{\mu}{z}}$, больших 1, тоже можно использовать результат этих вычислений, ибо, как легко проверить:

$$\int_0^{\sqrt{z/\mu}} \frac{dy}{\sqrt{1-2\beta^2y^2+y^4}} = 2\int_0^1 - \int_0^{\sqrt{\mu/z}},$$

поскольку $\sqrt{z/\mu}$ меньше единицы, когда $\sqrt{\mu/z}$ больше единицы.

В случае вещественных корней существование упругих столкновений зависит от соотношения между значением $\sqrt{\mu/z}$ и наименьшим корнем уравнения

$$1-2\beta^2y^2+y^4=0,$$

равным

$$y_0=\sqrt{\sin\psi};$$

эта величина всегда <1, т. е. упругое столкновение будет иметь место при всех значениях ψ, если

$$\mu/z>1.$$

Если же, наоборот,

$$\mu/z<1,$$

то, полагая

$$\mu/z=\sin\varepsilon,$$

упругое столкновение не будет иметь места при $\psi<\varepsilon$ и будет иметь место при $\psi>\varepsilon$.

Таким образом, мы получаем следующую таблицу выкладок:

$$\mu/z=\sin\varepsilon<1\begin{cases}\beta<1,\ \theta=\sqrt{2\beta^2}\displaystyle\int_0^{\sqrt{\mu/z}}\frac{dy}{\sqrt{1-2\beta^2y^2+y^4}};\\ \beta=\sqrt{\frac{1}{2}\left(\sin\psi+\frac{1}{\sin\psi}\right)}>1;\\ \psi<\varepsilon,\ \theta=\sqrt{1+\sin^2\psi}\,F'_\psi,\\ \psi>\varepsilon,\ \theta=\sqrt{1+\sin^2\psi}\,F_\psi\left(\arcsin\sqrt{\frac{\sin\varepsilon}{\sin\psi}}\right);\end{cases}$$

$$\mu/z>1\begin{cases}\beta<1,\ \theta=\sqrt{2\beta^2}\left[2\displaystyle\int_0^1\frac{dy}{\sqrt{1-2\beta^2y^2+y^4}}-\int_0^{\sqrt{z/\mu}}\frac{dy}{\sqrt{1-2\beta^2y^2+y^4}}\right],\\ \beta=\sqrt{\frac{1}{2}\left(\sin\psi+\frac{1}{\sin\psi}\right)}>1,\quad \theta=\sqrt{1+\sin^2\psi}\,F'_\psi.\end{cases}$$

Для иона и молекул заданного размера величина σ определена, поэтому μ найдем из соотношения (22)

$$\mu^2 = \frac{K-1}{8\pi\tilde{\omega}} \cdot \frac{e^2}{\sigma^4}.$$

При этих условиях каждому значению относительной скорости g соответствует, согласно (18), одно значение z:

$$z = g\sqrt{\frac{hmm_1}{m+m_1}}$$

и, следовательно, одно значение μ/z.

Варьируя затем β от 0 до ∞, найдем значение θ для различных траекторий, соответствующих одному и тому же значению относительной скорости.

Рис. 52, 53 и 54 показывают форму этих траекторий для сильно различающихся между собой значений μ/z.

Предположим сначала, что относительная скорость мала, например, такова, что $\sqrt{\mu/z}=2$, что соответствует *приведенной относительной скорости* $\mu/z = 4$; в этом случае притяжения играют существенную роль, и относительные траектории оказываются сильно искривленными (рис. 52). Мы нанесли их для различных значений β, из которых каждое, согласно (23), соответствует *приведенному начальному расстоянию*:

$$\frac{b}{\sigma} = \beta\sqrt{\frac{2\mu}{z}}.$$

Предположим, например, что ион неподвижен; относительная траектория дает движение молекулы, по предположению сведенной к одной точке, причем ион в этом случае имеет радиус σ, равный сумме σ реальных радиусов; окружность радиуса σ начерчена сплошной линией.

Для достаточно больших значений β упругие столкновения не имеют места, траектория просто криволинейная и состоит из двух симметричных частей, разделенных перигелием A, положение которого определяется значением θ, заданным предыдущей таблицей,

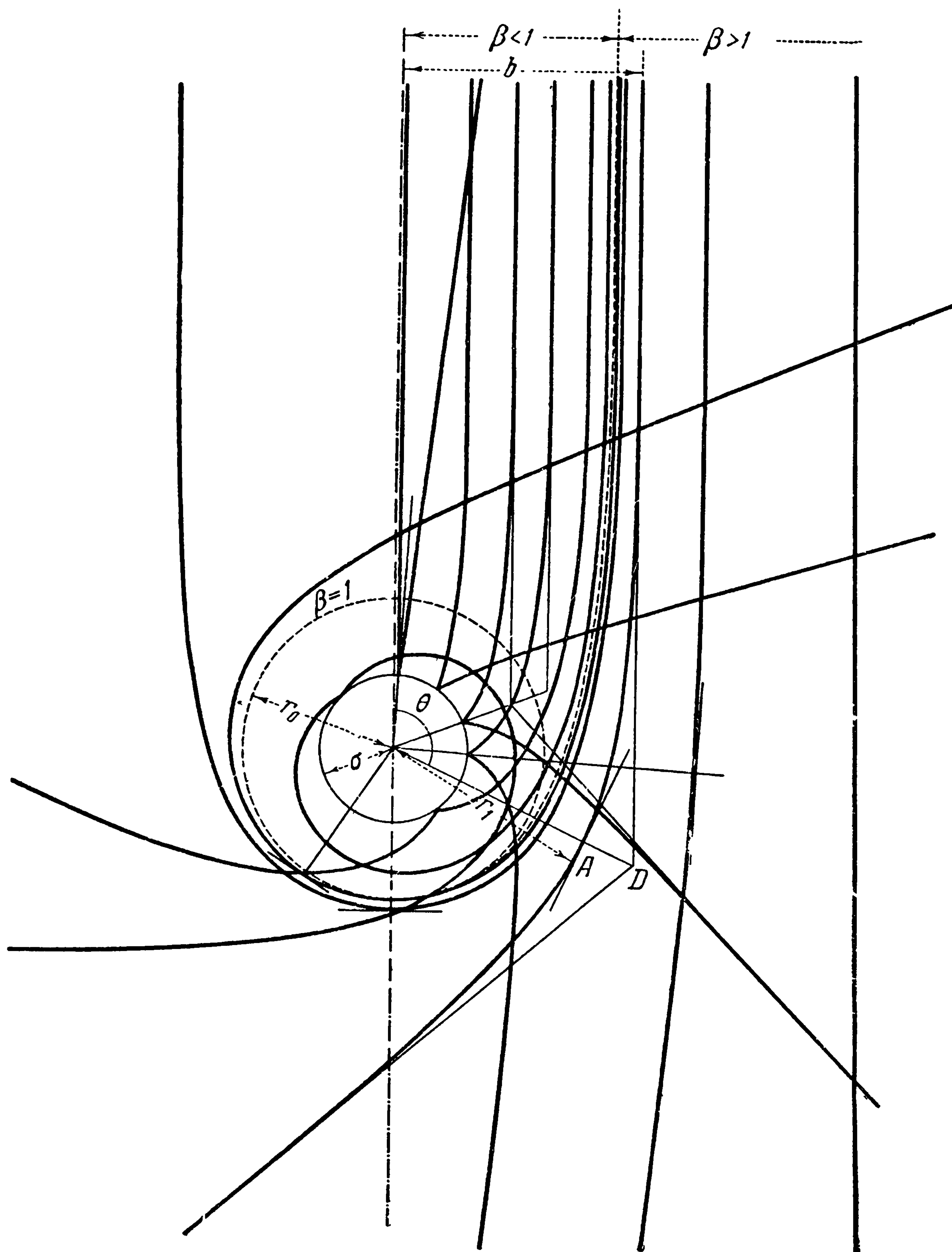


Рис. 52

и соответствующим значением r_1,— расстояния до притягивающего центра:

$$\frac{r_1}{\sigma} = \sqrt{\frac{\mu}{z \sin \psi}}.$$

Для рассматриваемого значения $\frac{\mu}{z} > 1$ упругое столкновение не имеет места ни при каком значении β, большем единицы.

При $\beta = 1$ или $\psi = \frac{\pi}{2}$ молекула будет вращаться вокруг иона по окружности, нанесенной пунктиром, радиус которой r_0 удовлетворяет соотношению:

$$\frac{r_0}{\sigma} = \sqrt{\mu/z}.$$

Траектории, соответствующие $\beta > 1$, целиком лежат вне этой окружности.

При $\beta < 1$ молекула проникает внутрь окружности, и, если бы не было упругого столкновения, она неограниченно приблизилась бы к притягивающему центру. Упругое столкновение приводит к отражению, придающему траектории вторую ее часть, симметричную первой относительно радиуса, проходящего через точку столкновения.

При возрастании относительной скорости μ/z убывает, траектории делаются менее искривленными, и упругие столкновения приобретают большее значение для обмена количеством движения, чем притяжение. Рис. 53 соответствует случаю $\mu/z = 0{,}9$. Пунктирная окружность оказывается внутри окружности радиуса σ, так что молекула может претерпеть упругое столкновение даже в том случае, в котором без этого столкновения она не приблизилась бы неограниченно к притягивающему центру; как указывает таблица (стр. 325), мы должны в этом случае рассматривать три области значений β: область $\beta < 1$, для которой упругие столкновения всегда имеют место, вторую область ($\psi > \varepsilon$), в которой упругие столкновения имеют место только пока молекула не достигла перигелия, и, наконец, третью область ($\psi < \varepsilon$), в которой упругие столкновения не имеют места.

Если, наконец, скорость делается очень большой, как на рис. 54, где $\mu/z = 0{,}01$, $\sqrt{\mu/z} = 0{,}1$, то упругое столкновение играет основную

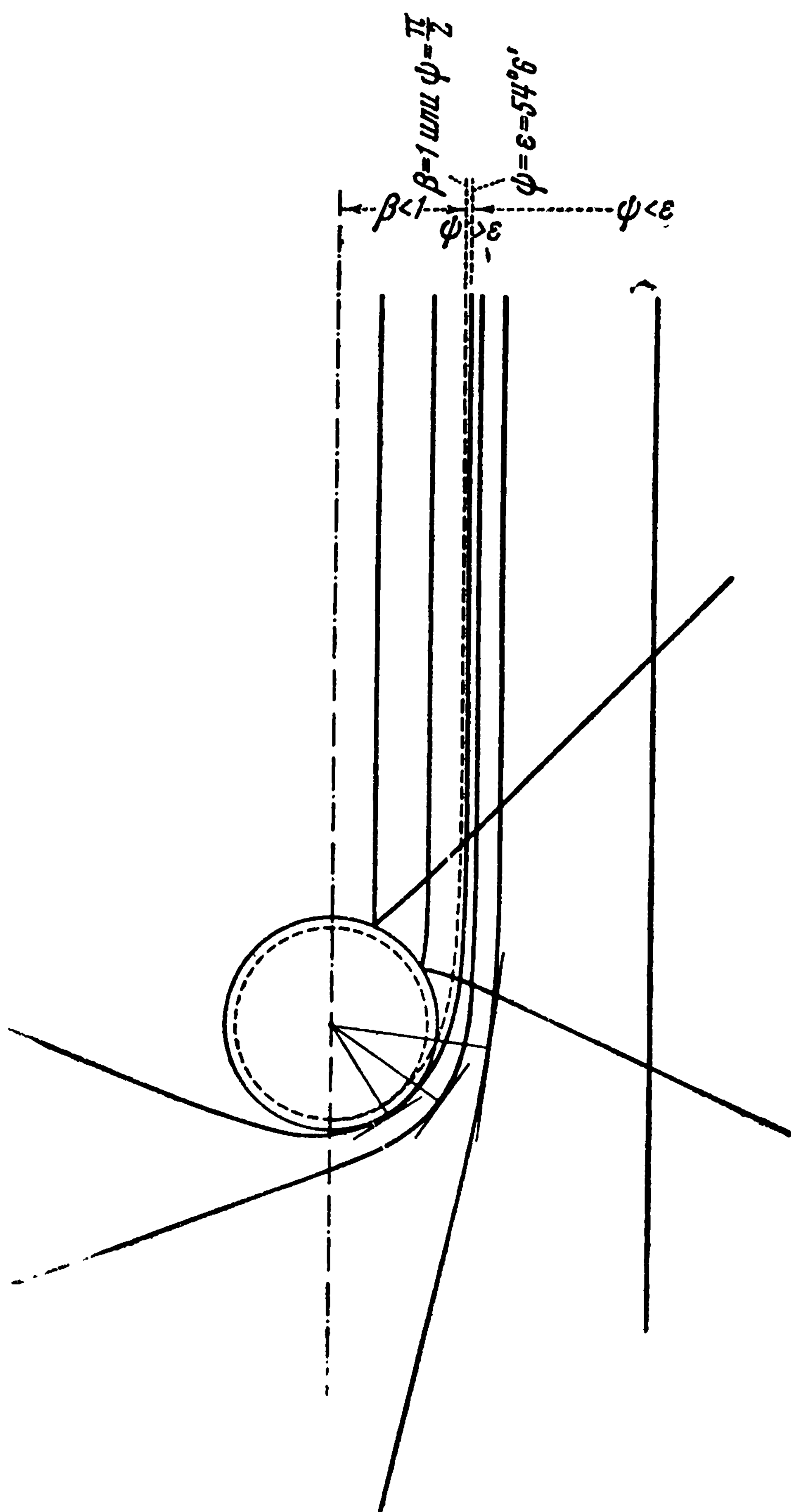


Рис. 53

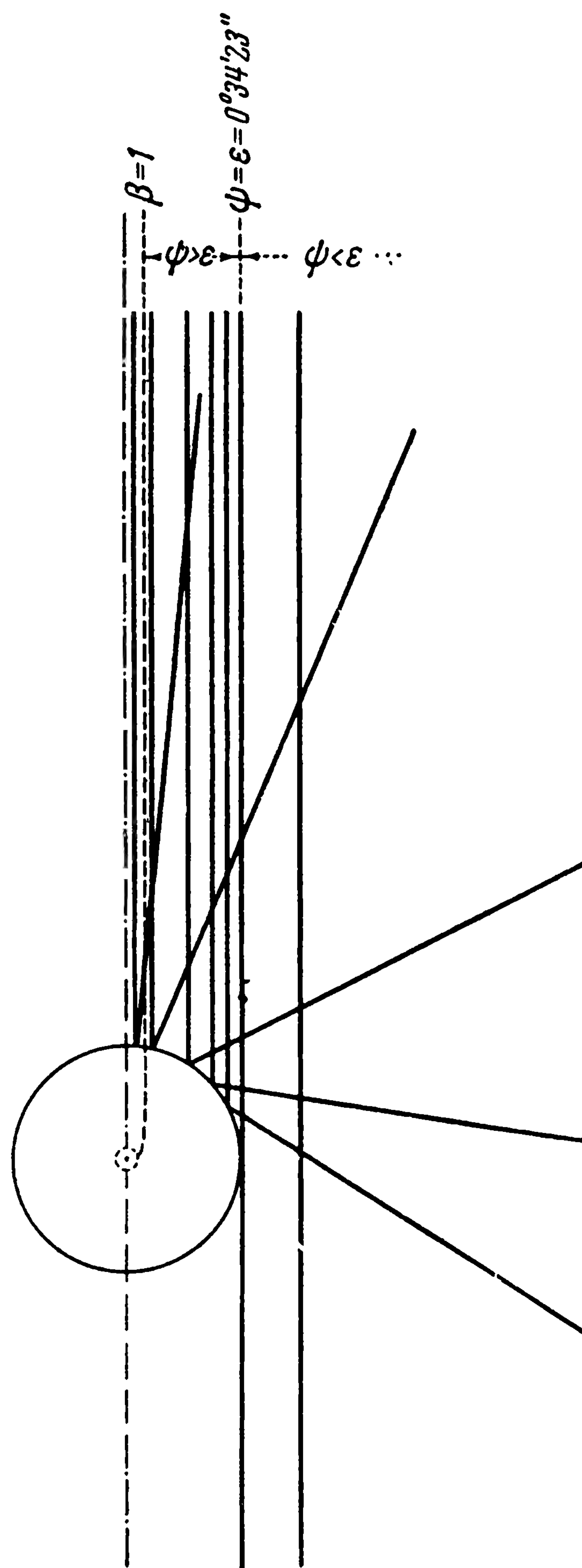


Рис. 54

роль, и искривление траектории под действием сил притяжения перестает быть сколько-нибудь заметным.

Чтобы рассчитать теперь полный обмен количеством движения между двумя газами, надо для каждой скорости вычислить величину $\varphi(g)$.

Но, согласно (16), имеем

$$\varphi(g) = \int \cos^2\theta b\, db = \frac{\mu\sigma^2}{z}\int \cos^2\theta d\beta^2.$$

Для каждого значения μ/z надо рассчитать значения θ для всех значений β и затем построить кривую, откладывая по абсциссе β^2, а по ординате $\cos^2\theta$. Площадь этой кривой равна

$$y = \int \cos^2\theta\, d\beta^2.$$

Эта площадь вычисляется графически.

Проводя аналогичные кривые для различных значений $\frac{\mu}{z}$, получим y в функции от $\frac{\mu}{z}$ или от z, если μ задано выражением

$$\varphi(g) = \mu\sigma^2 \frac{y}{z}.$$

Отсюда

$$A = \frac{32}{3} n \sqrt{\frac{\pi m m_1}{h\,(m+m_1)}}\, \mu\sigma^2 \int_0^\infty y e^{-z^2} z^4\, dz,$$

и, наконец, полагая

$$Y = f(\mu) = \int_0^\infty y e^{-z^2} z^4\, dz,$$

получим подвижность:

$$k = \frac{e}{A} = \frac{3}{16Y\sqrt{K-1}\,\rho}\sqrt{\frac{m+m_1}{m_1}}.$$

Каждому значению μ, другими словами, каждому размеру иона, так как

$$\mu = \sqrt{\frac{(K-1)\,e^2}{8\pi\sigma^4\,\widetilde{\omega}}},$$

соответствует значение Y, а значит и k_1.

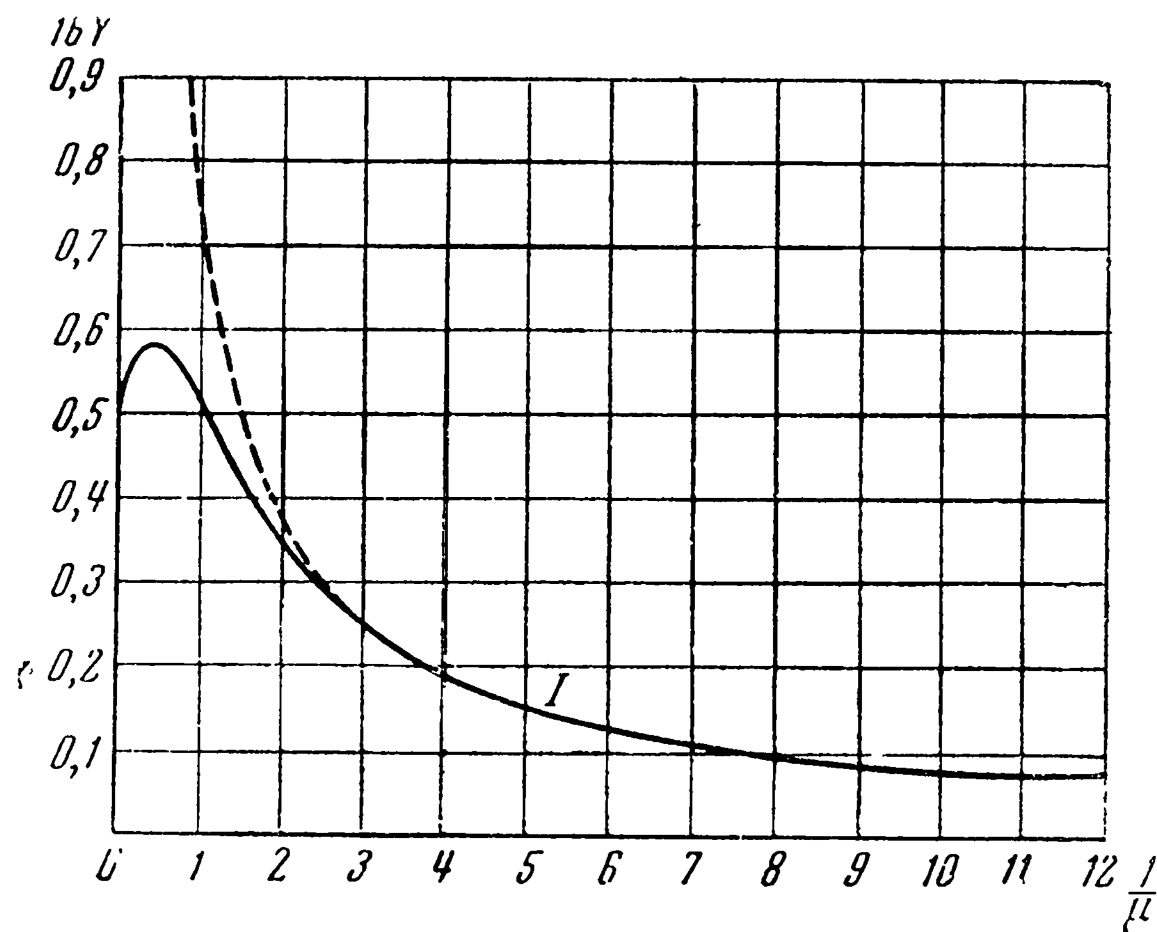


Рис. 55

Кривая (рис. 55) представляет собой результат всех этих расчетов, т. е. ординаты ее дают $\frac{3}{16Y}$, если по абсциссе отложены:

$$\frac{1}{\mu} = \sqrt{\frac{8\pi\widetilde{\omega}}{(K-1)e^2}}\,\sigma^2.$$

Результаты этого расчета можно проверить, если учесть, что, для μ— малых, $\frac{\mu}{z}$ — очень мало при всех интересующих нас значениях z; это значит, что ведущую роль в этом случае играют упругие столкновения, а электростатическое притяжение делается чрезвычайно слабым. В этом случае, как и при чисто упругих столкновениях, имеем

$$\int \cos^2\theta b\,db = \frac{\sigma^2}{4},$$

следовательно:

$$y = \int \cos^2 \theta d \beta^2 = \frac{z}{4\mu},$$

откуда

$$Y = \int_0^\infty y e^{-z^2} z^4 dz = \frac{1}{4\mu} \int_0^\infty e^{-z^2} z^5 dz = \frac{1}{4\mu},$$

и, наконец,

$$\frac{3}{16Y} = \frac{3\mu}{4} = \frac{3}{4\frac{1}{\mu}}.$$

Если же, напротив, μ очень велико, Y принимает предельное значение Y_0, соответствующее начальной ординате кривой I. Практически имеем

$$\frac{3}{16Y_0} = 0{,}505.$$

Этот крайний случай соответствует ничтожному влиянию упругих столкновений, т. е. перемещению в газе заряженной частицы чрезвычайно малых размеров, движению которой внутри газа в основном препятствует притяжение к ней молекул.

Для соответствующей подвижности мы имели бы

$$k_0 = \frac{0{,}505}{\sqrt{(K-1)\rho}} \sqrt{\frac{m+m_1}{m_1}}.$$

Это выражение для предельной подвижности в случае, когда основную роль играет притяжение нейтральных молекул к заряженному центру, имеет ту особенность, что оно не содержит заряда центра e. Это связано с тем, что воздействия на молекулы, стремящиеся затруднить перемещения, делают $B_4(m\xi)$ пропорциональной этому заряду, в то время, как движущая сила заданного электрического поля тоже пропорциональна этой величине.

Интересно, что при таком расчете, рассматривающем только притяжения между ионом и молекулами, а отнюдь не упругие столкно-

вения, получаются подвижности совершенно того же порядка величины, что и подвижности, определенные на опыте.

В сухом воздухе при атмосферном давлении Зелены[1] получил для положительных ионов

$$k_1 = 408,$$

а для отрицательных

$$k_2 = 560$$

в электростатических единицах CGS.

Следовательно, если положить для воздуха

$$K - 1 = 6 \cdot 10^{-4}, \qquad \rho = 1{,}3 \cdot 10^{-3},$$

и если предположить, что масса иона равна массе молекулы, $m = m_1$, получим

$$k_0 = \frac{0{,}505 \cdot 1{,}414}{\sqrt{7{,}8 \cdot 10^{-7}}} \cong 800;$$

поскольку, все же, k_0 оказывается значительно больше k_1 и k_2, необходимо допустить существование столкновений, чтобы объяснить это расхождение. *Одного только притяжения ионов нейтральными молекулами недостаточно для объяснения малой подвижности этих ионов.*

Попробуем, на основании полученных нами результатов, рассчитать вероятные размеры ионов; обозначим через x неизвестное отношение диаметра иона к диаметру молекулы, полагаемому равным s. Получим

$$\sigma = s \frac{x+1}{2},$$

$$\mu = \frac{c}{s^2} \sqrt{\frac{2(K-1)}{\pi \tilde{\omega}}} \cdot \frac{1}{(x+1)^2};$$

μ, а следовательно, и $\frac{3}{16Y}$, могут быть, с помощью кривой I, вычислены в функции от x. Для этого положим

$$e = 3{,}4 \cdot 10^{-10}; \quad s = 3 \cdot 10^{-8}; \quad K - 1 = 6 \cdot 10^{-4}; \quad \tilde{\omega} = 10^6$$

[1] J. Zeleny. Phil. Trans. A, t. CXCV, 1901, p. 193.

и

$$\frac{m+m_1}{m_1}=1+\frac{1}{x^3}.$$

Отсюда выводим

$$k=\frac{3}{16Y\sqrt{(K-1)\rho}}\sqrt{\frac{m+m_1}{m_1}}=\frac{3}{16Y\sqrt{(K-1)\rho}}\sqrt{1+\frac{1}{x^3}}$$

в функции от x. Значит можно построить кривую, нанося по абсциссе x, а по ординате — теоретические значения k. Из этой кривой

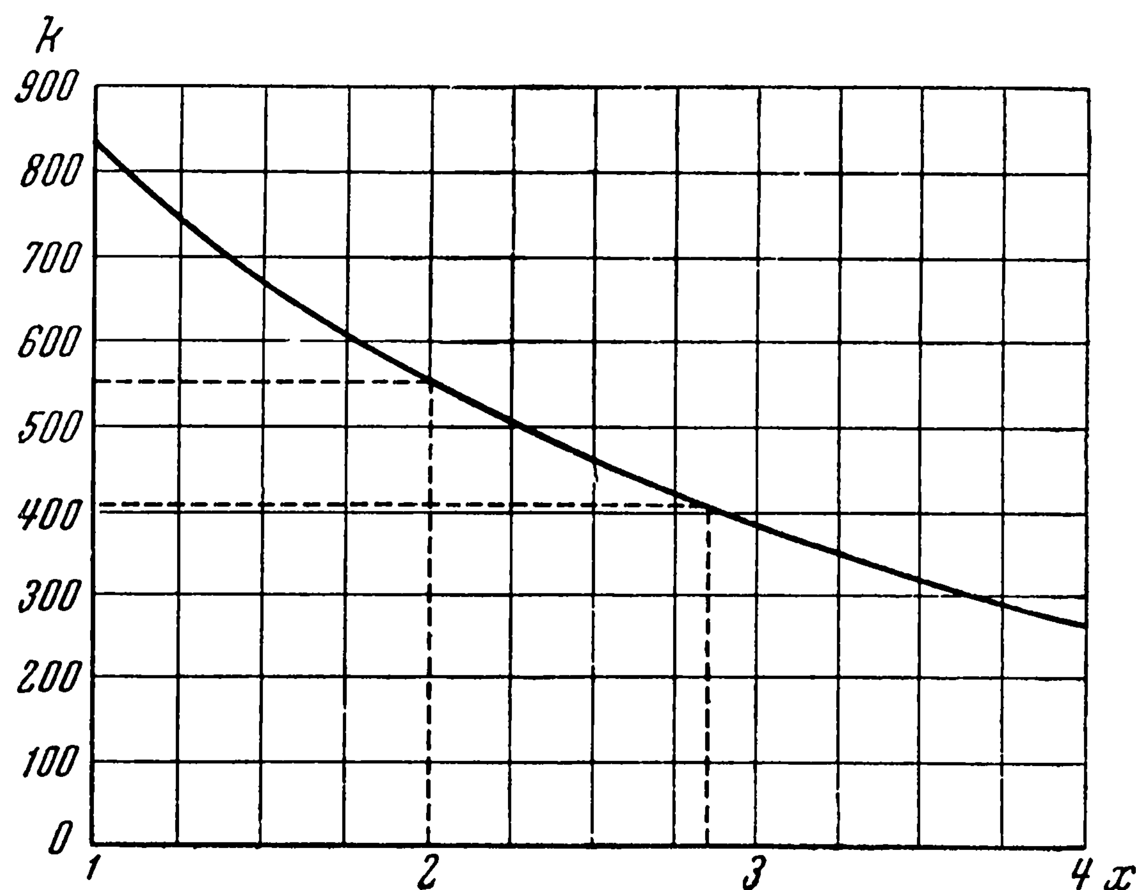


Рис. 56

(рис. 56) видно, что экспериментальные значения Зелены практически соответствуют значению $x = 2$ для отрицательных ионов и $x = 3$ — для положительных: это значит, что отрицательные ионы состоят из одного только слоя молекул вокруг заряженного центра ничтожно малых размеров, а положительные ионы — из одного слоя молекул вокруг заряженного центра, размеры которого равны размерам одной молекулы. Эти данные хорошо согласуются с тем, что нам из-

вестно относительно малости отрицательного центра ионов в газах, вероятно, идентичного катодной корпускуле.

Не придавая этому результату слишком большого значения, отмечу все же, что из предыдущих рассуждений, как мне кажется, вытекает необходимость допустить, что при обыкновенных температурах ионы в газах имеют размеры, превосходящие молекулярные. Приближенный расчет, аналогичный предыдущим, показал мне, что выведенный мною[1] более точный закон притяжения между заряженным центром и диэлектрической сферой еще не дает возможности сколько-нибудь заметно изменить предельное значение k_0, полученное без учета столкновений, или значение, полученное для ионов, величина которых равна величине молекулы. Поэтому представляется необходимым допустить существование агломератов. Я привел ряд соображений, делающих полученные результаты весьма правдоподобными; эти соображения базируются на величине притяжения молекулы к иону ири непосредственном их контакте.

Но по тем же причинам представляется правдоподобным, что при повышении температуры, когда тепловое движение молекул не позволяет им оставаться связанными с заряженным центром, агломераты должны прекратить свое существование. Таким образом, в пламенах ионы должны состоять из одних только заряженных центров; поэтому представляет интерес проверить, какую величину заряженных центров по их подвижностям, измеренным в пламенах, дает в этом случае формула, полученная для k_0.

Различные экспериментаторы[2] согласны друг с другом в том, что подвижность отрицательных зарядов весьма значительна и может достигать $6 \cdot 10^5$ в газовом пламени, в то время как у положительных ионов, гораздо менее подвижных, она не превосходит $2 \cdot 10^4$.

---

[1] P. Langevin, Loc. cit., p. 317 в примечании.

[2] H. A. Wilson. Phil. Trans., t. CXCII, 1899, p. 499; E. Marx. Annalen d. Phys., t. II, 1900, p. 768; F. Moreau. Ann. de Chim. et de Phys

Если, учитывая малость заряженного центра по сравнению с агломератом, составляющим ионы при обыкновенной температуре, мы пренебрежем влиянием упругих столкновений и примем во внимание только силы притяжения, то, подставляя в формулу

$$k_0 = \frac{0{,}505}{\sqrt{(K-1)\rho}} \sqrt{\frac{m+m_1}{m_1}}$$

экспериментальные значения k_0, получим отношение $\frac{m}{m_1}$ — массы молекулы к массе заряженного центра. В очень горячем пламени, температура которого (минимум 2000°) примерно в 8 раз превосходит обыкновенную абсолютную температуру, надо и диэлектрическую постоянную и плотность поделить на 8, если считать, что газ в пламени состоит главным образом из воздуха. Тогда получим

$$\sqrt{(K-1)\rho} = \frac{1}{8}\sqrt{0{,}78\cdot 10^{-6}} = 0{,}11\cdot 10^{-3}.$$

Для отрицательных ионов будет

$$6\cdot 10^5 \frac{0{,}505}{0{,}11\cdot 10^{-3}} \sqrt{\frac{m+m_1}{m_1}},$$

$$\sqrt{\frac{m+m_1}{m_1}} = 133, \qquad \frac{m}{m_1} > 17000.$$

Следовательно, заряженный центр, составляющий отрицательный ион в пламени, имеет массу, в 17000 раз меньшую массы молекулы воздуха, т. е. порядка одной тысячной массы атома водорода.

Замечательно, что мы здесь снова сталкиваемся с порядком величины размеров катодных корпускул, с которыми, по всей вероятности, идентичны отрицательные ионы в пламенах.

Если же, напротив, рассматривать положительные ионы, получим

$$2\cdot 10^4 = \frac{0{,}505}{0{,}11\cdot 10^{-3}} \sqrt{\frac{m+m_1}{m_1}},$$

$$\frac{m+m_1}{m_1} = 16,$$

т.е. положительный центр, величина которого в 16 раз меньше средней величины молекулы воздуха, имеет размеры одного порядка с размерами атома водорода, что хорошо согласуется с результатами измерений с лучами Гольдштейна и с α-лучами радиоактивных тел.

Таким образом, из гипотезы, приписывающей проводимость газа присутствию в нем заряженных центров, можно сделать очень далеко идущие выводы.

Мы видим, что динамическая теория, учитывающая взаимодействие между заряженными центрами и молекулами газа, оказывается в полном согласии с представлениями о природе ионов как при обыкновенной, так и при высокой температуре.

О ТЕОРИИ БРОУНОВСКОГО ДВИЖЕНИЯ [1]

I. Весьма большой теоретический интерес, который представляет явление броуновского движения, был в свое время отмечен Гуи [1]. Этому физику мы обязаны четкой формулировкой гипотезы о том, что это постоянное движение частиц, взвешенных в жидкости, является отражением теплового движения молекул. Гуи осуществил также экспериментальную, по крайней мере качественную, проверку этой гипотезы, показав полнейшее постоянство броуновского движения и полную независимость его от внешних воздействий, если только они не изменяют температуры среды.

Количественная проверка теории сделалась возможной, благодаря Эйнштейну [2], который недавно вывел формулу, позволяющую предвидеть величину среднего квадратичного значения $\overline{\Delta_x^2}$ перемещения Δ_x сферической частицы в заданном направлении x в зависимости от радиуса a частицы, от вязкости жидкости μ и от абсолютной температуры T, по прошествии заданного времени τ, вследствие броуновского движения в жидкости.

Эта формула гласит:

$$\overline{\Delta_x^2} = \frac{RT}{N} \frac{1}{3\pi\mu a} \tau, \tag{1}$$

---

[1] G o u y. J. de Phys., 2-e sér., t. VII, 1888, p. 561; Comptes rendus, t. CIX 1889, p. 102.

[2] A. E i n s t e i n. Ann. d. Physik, 4-e Ser., t. XVII, 1905, p. 549; Ann. e Phys., 4-e Ser., t. XIX, 1906, p. 371.

где R — газовая постоянная для идеального газа, отнесенная к одной грамм-молекуле, и N — число молекул в грамм-молекуле, т. е. число, ныне хорошо известное и близкое к $8 \cdot 10^{23}$.

Смолуховский[1] пытался рассмотреть ту же проблему более прямым методом по сравнению с методом, использованным Эйнштейном. При обоих последовательно предложенных им выводах формулы Смолуховский получил для $\overline{\Delta_x^2}$ выражение того же вида, что и (1), но отличающееся от него коэффициентом.

II. Мне удалось прежде всего показать, что правильное применение метода Смолуховского *в точности* приводит к формуле Эйнштейна; кроме того, с помощью совершенно иного метода можно дать гораздо более простой вывод этой формулы.

Исходный пункт в различных выводах всегда один и тот же: теорема о равнораспределении кинетической энергии между различными степенями свободы системы, находящейся в термическом равновесии, требует, чтобы частица, взвешенная в любой жидкости, обладала в направлении x средней кинетической энергией $RT/2N$, равной кинетической энергии любой газовой молекулы в любом заданном направлении при той же температуре. Если $\xi = dx/dt$ — скорость частицы в данный момент в рассматриваемом направлении, то средняя скорость для большого числа идентичных молекул с массой m будет

$$m\overline{\xi^2} = \frac{RT}{N}. \tag{2}$$

Частица, подобная рассматриваемой нами, размеры которой велики относительно среднего расстояния между молекулами в жидкости, и движущаяся относительно жидкости со скоростью ξ, испытывает вязкое сопротивление, равное, по формуле Стокса, — $6\pi\mu a\xi$. В действительности это значение является только средним значением, и, вследствие неупорядоченных столкновений с окружающими молекулами, действие жидкости на частицу колеблется вокруг указанного значения, так что уравнение движения в направлении x имеет вид

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = -6\pi\mu a\frac{dx}{dt} + X. \tag{3}$$

Относительно дополнительной силы X нам известно, что для нее положительное и отрицательное направления равновероятны, и что величина этой

[1] M. Smoluchowski. Ann. de Phys., 4-te Ser., t. XXI, 1906, p. 756,

силы такова, что она поддерживает тепловое движение частицы, которая без этого в конце концов остановилась бы вследствие вязкого сопротивления.

Уравнение (3), умноженное на x, можно представить в виде

$$\frac{m}{2}\frac{d^2x^2}{dt^2} = m\xi^2 = -3\pi\mu a\frac{dx^2}{dt} + Xx. \qquad (4)$$

Если рассматривать большое число идентичных частиц и взять среднее из уравнений (4), написанных для каждой из них, то среднее значение члена Xx. из-за неупорядоченности дополнительных воздействий X, очевидно, будет равно нулю. и, полагая $z = \frac{\overline{dx^2}}{dt}$, получим

$$\frac{m}{2}\frac{dz}{dt} + 3\pi\mu a z = \frac{RT}{N}.$$

Общее решение:

$$z = \frac{RT}{N}\cdot\frac{1}{3\pi\mu a} + Ce^{-\frac{6\pi\mu a}{m}t}$$

при *постоянном режиме* по прошествии времени порядка $\frac{m}{6\pi\mu a}$, т. е. примерно через 10^{-8} *сек*, для частиц, на которых удается заметить броуновское движение, принимает постоянное значение первого члена.

Значит при постоянном режиме теплового движения имеем

$$\frac{d\overline{x}^2}{dt} = \frac{RT}{N}\cdot\frac{1}{3\pi\mu a},$$

откуда, для промежутка времени τ:

$$\overline{x}^2 - \overline{x}_0^2 = \frac{RT}{N}\cdot\frac{1}{3\pi\mu a}\tau.$$

Перемещение Δ_x-частицы дается выражением

$$x = x_0 + \Delta_x,$$

и, поскольку положительные и отрицательные перемещения одинаково вероятны,

$$\Delta_x^2 = \overline{x}^2 - \overline{x}_0^2 = \frac{RT}{N}\cdot\frac{1}{3\pi\mu a}\cdot\tau,$$

откуда и получается формула (1).

III. Первая попытка экспериментальной проверки недавно была сделана Сведбергом[1]; его результаты отличаются от результатов, полученных с помощью формулы (1), только примерно в отношении 1 к 4, и более близки к результатам, вычисленным по формуле Смолуховского.

Оба полученных мною новых вывода формулы Эйнштейна, из которых один я получил, следуя по пути, намеченному Смолуховским, окончательно устраняют, как мне кажется, предложенное этим последним видоизменение этой формулы.

Поскольку, к тому же, Сведберг не измерял в действительности величины $\overline{\Delta_x^2}$, фигурирующей в формуле, и не имел ясного представления относительно истинного диаметра наблюдавшихся им ультрамикроскопических гранул, необходимо провести новые измерения, предпочтительно с микроскопическими гранулами, размеры которых легче установить точно, и для которых во всяком случае более законно применение формулы Стокса, пренебрегающей инерционными эффектами жидкости.

(9 марта 1908 г.)

---

[1] T. Svedberg. Studien zur Lehre von den kolloiden Lösungen. Upsala, 1907.



О ПРОИСХОЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЙ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНЕРЦИЯ [1]

I. Я хочу показать здесь, как изучение электромагнитного возмущения, вызванного в эфире (предполагаемом неподвижным по Лоренту) каким-либо движением электрических зарядов или электронов, позволяет проникнуть в подробности явлений излучения и инерции, произвести анализ механизма связи, осуществляемой электронами между материей, в которой они заключены, и электромагнитным эфиром в том смысле, который указан Лармором [1].

Приводимые ниже результаты были мною изложены в Коллеж де Франс два года тому назад; с тех пор я встретил часть из них в публикациях Льенара и Шварцшильда [2], но я считаю необходимым заново рассмотреть их полностью, чтобы привлечь внимание к их большому значению и сделать более ясной новую точку зрения, к которой я пришел. В самом деле, в настоящее время, по-видимому, твердо установлено, что, не говоря уже о чисто электромагнитных явлениях, основные свойства материи — инерция и способность испускать или поглощать излучения — связаны с наличием движущихся наэлектризованных частиц — электронов, перемещение которых в эфире изменяет электрические и магнитные поля, определяя тем самым состояние этой среды.

---

[1] J. Larmor. Aether and Matter, p. 229.

[2] A. Liénard. L'éclair. électr., t. XVI, 1898, p. 5, 53, 106; K. Schwartzschild. Götting. Nachr. math. phys. Klasse, 1903.

Инерция отрицательных электронов, катодных корпускул, как представляется на основании экспериментов Кауфмана [1], имеет полностью электромагнитное происхождение и обусловлена необходимостью создавать или уничтожать для изменения движения частицы магнитное поле, сопровождающее, как известно, это движение. Становится заманчивым, чтобы не искать двух различных объяснений одного и того же явления, распространить этот результат на всю материю, рассматривая инерцию последней как полную электромагнитную инерцию образующих вещество положительных и отрицательных электронов.

С другой стороны, находящееся только в эфире, на большом расстоянии от своего источника излучение может разлагаться на плоские волны, перпендикулярные направлению, по которому они распространяются со скоростью света V, и состоящие из двух поперечных полей — электрического и магнитного, взаимно перпендикулярные направления которых находятся в плоскости волны; эти два поля всегда имеют равные энергии на единицу объема среды; таким образом, распространение такой волны не связано ни с каким обменом энергией между двумя полями, ни с каким колебанием излучаемой энергии между электрической и магнитной формами.

Подобный обмен энергией возможен лишь в присутствии материи, через посредство образующих ее наэлектризованных центров, действующих в некотором смысле как катализаторы, как необходимые, но не изменяемые путем трансформации агенты. Иначе говоря, *только материя может быть источником излучений.*

II. Следовательно, с этой двоякой точки зрения — электромагнитного происхождения и пределов значимости законов механики, с одной стороны, и всех явлений излучения, с другой — представляется существенным изучить в возможно более простой и общей форме электромагнитное возмущение, производимое элементами электрического заряда, находящегося в каком-либо движении в эфире, подчиненном уравнениям Герца — Максвелла.

---

[1] W. Kaufmann. Götting. Nachr. math. phys. Klasse, 1903, p. 90

Потенциалы — скалярный (ψ) и векторный (F, G, H), от которых зависят оба поля, образующих это возмущение, были представлены Лорентцом[1] в очень простой форме при помощи запаздывающих потенциалов.

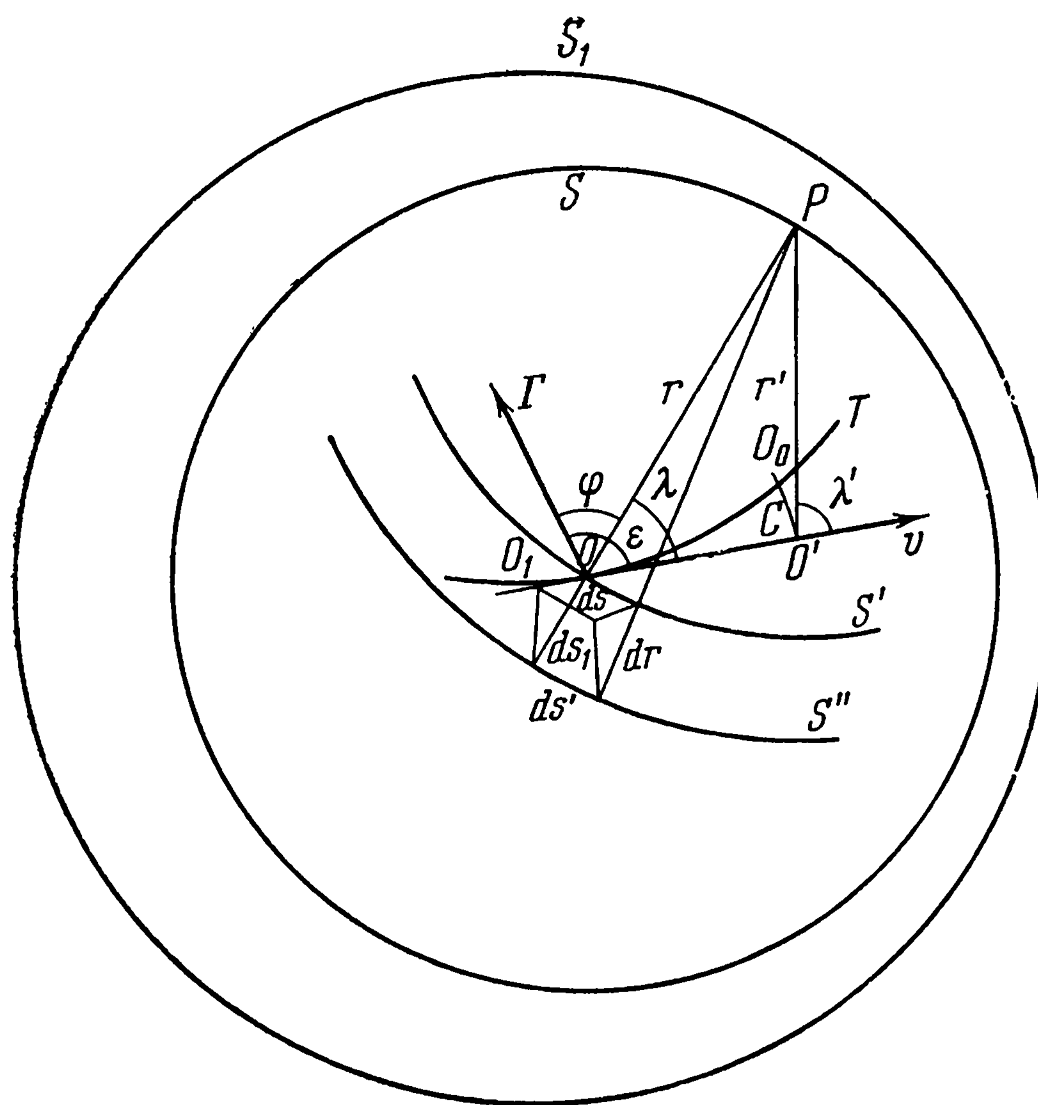


Рис. 57

Каждый элемент заряда, находящегося в каком-либо движении, определяет своим положением в точке O и скоростью в момент $t - \theta$ оба потенциала в момент t на сфере S с центром в точке O и с радиусом r, равным пути $v\theta$, пробегаемому светом за время θ.

Иначе говоря, чтобы получить в данный момент t выражения обоих потенциалов в определенной точке среды P (рис. 57), с координатами x, y, z, следует предположить, что сфера S' с изменяющимся радиусом $r = V\theta$ отправляется из точки P и, с течением времени, как бы подметает все пространство исходя из этой точки; действительные

[1] H. A. Lorentz. Arch. Néerl., t. XXV, 1892, p. 363.

потенциалы в точке P зависят от того, что находилось на каждой из этих сфер в соответствующий момент $t-\theta$. Следовательно, потребуется в точке O одной из этих сфер с координатами ξ, η, ζ учесть, какова была плотность ρ электрических зарядов и слагающих их скоростей ξ', η' и ζ' в эфире в момент $t-\theta$.

Пусть $v=\beta V=\sqrt{\xi'^2+\eta'^2+\zeta'^2}$ — абсолютные значения этой скорости, а λ — угол, который ее направление образует с радиусом-вектором OM.

Для точки, связанной с этими зарядами во время их перемещения, количества ξ, η, ζ, ξ', η', ζ' и слагающие ξ'', η'', ζ'' ускорения $\Gamma=yV$ в момент времени $t-\theta$ являются функциями этой последней переменной. Траектория элемента заряда, проходящего через O в этот момент, имеет некоторую форму T, известную так же, как и закон движения, если за этот элемент принять ξ, η, ζ, функцию $t-\theta$.

Поскольку значения ρ и ξ', η', ζ' таким образом определены в каждой точке пространства вокруг точки P, потенциалы получатся при помощи движущейся сферы, если распространить на это пространство интегралы

$$\Psi=\int\frac{\rho d\tau}{r},\quad F=\int\frac{\rho\xi' d\tau}{r},\quad G=\int\frac{\rho\eta' d\tau}{a},\quad H=\int\frac{\rho\zeta' d\tau}{r}. \qquad (1)$$

Существенно отметить вместе с де Кудром и Вихертом,[1] что $\rho d\tau$ *не представляет собой электрического заряда, содержащегося в элементе* $d\tau$ *в определенный момент.* В самом деле, различные точки этого элемента объема соответствуют различным значениям θ, а следовательно, и $t-\theta$, изменяющимся с их расстоянием от точки P. Рассмотрим, например, элемент объема $d\tau$, заключенный между конусом, вершина которого P лежит на бесконечности и вырезывает поверхность ds на сфере S', причем эта сфера и сфера бесконечно близкая S отстоят от $dr=Vd\theta$ и, следовательно, соответствуют моменту $t-\theta-d\theta$:

$$d\tau=V\,d\theta\,ds.$$

[1] E. Wiechert. Lorentz Festrschrift (Arch. Neerl., 2-e sèr.,t.V,1900 p.549).

Посмотрим, где находились *в один и тот же момент*, например, $t - \theta - d\theta$, заряды, занимающие различные точки элемента $d\tau$ в соответственные им моменты. Точка, связанная с движущимися зарядами, находившаяся в O в момент $t - \theta$, находилась в предшествующий момент $t - \theta - d\theta$ в O_1, позади O на расстоянии $vd\theta$ в направлении v.

Все точки ds переместились на количества, почти равные, и находились на элементе ds_1, между тем, как другое основание ds' все соответствует моменту $t - \theta - d\theta$. Все точки $d\tau$, следовательно, находились *в этот же момент* в элементе объема $d\tau_1$, заключенном между ds' и ds_1.

Элементы $d\tau$ и $d\tau_1$ имеют одно и то же основание, но их высоты отличаются на $v \cos \lambda \, d\theta$, проекции $vd\theta$ на нормальное направление с общим основанием и, следовательно

$$d\tau_1 = (V - v \cos \lambda) \, d\theta \, ds = d\tau \, (1 - \beta \cos \lambda).$$

Истинный электрический заряд, имеющийся в среде в один и тот же момент и соответствующий элементу $d\tau$, следовательно, составляет, поскольку плотность ρ изменяется бесконечно мало в промежуток времени $d\theta$:

$$de = \rho d\tau_1 = \rho d\tau \, (1 - \beta \cos \lambda).$$

Таким образом, если требуется включить элементы электрического заряда в потенциалы, в выражениях (1) следует заменить $\rho d\tau$ равным ему $\frac{de}{1 - \beta \cos \lambda}$.

Из этого вытекает также, что, если требуется вычислить потенциалы, созданные в момент t в точке P, расположенной *на большом расстоянии* $r = V\theta$, по сравнению с размерами электрона, электроном с зарядом e, центр которого пробегает траекторию T, в соответствии с которой он проходит в момент $t - \theta$ через точку $O\,(\xi\eta\zeta)$ (рис. 57), формулы (1) получают вид

$$\Psi = \frac{c}{r\,(1 - \beta \cos \lambda)}, \quad F = \frac{e\xi'}{r\,(1 - \beta \cos \lambda)}, \quad G = \frac{e\eta'}{r\,(1 - \beta \cos \lambda)},$$

$$H = \frac{c\,\zeta'}{r(1 - \beta \cos \lambda)} \qquad (2)$$

III. Из этих потенциалов слагающие E_x, E_y, E_z, M_x, M_y, M_z обоих полей — электрического E и магнитного M — в точке P выводятся при помощи известных формул:

$$E_x = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} - \frac{\partial F}{\partial t}, \quad M_x = \frac{\partial G}{\partial z} - \frac{\partial H}{\partial y}.$$

Чтобы получить производные, важно хорошенько рассмотреть, какова зависимость Ψ, F, G, H от x, y, z и от t; получаем

$$r - V\theta = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2},$$

$$r(1 - \beta\cos\lambda) = r - \frac{1}{V}[(x-\xi)\xi' + (y-\eta)\eta' + (z-\zeta)\zeta'].$$

Итак, потенциалы зависят от x, y, z либо прямо через знаменатель, либо через посредство r или θ, поскольку ξ, η, ζ, ξ', η', ζ' являются функциями $t - \theta$; они зависят также и от t либо через посредство ξ, η, $\zeta, \ldots$, содержащих t явно, либо через посредство θ, фигурирующей в каждом r, в каждом ξ, каждой η, ζ.

Промежуточные производные, которые необходимо знать, следующие:

$$\frac{d\xi}{d\theta} = -\frac{d\xi}{dt} = -\xi',$$

$$\frac{d\xi'}{d\theta} = -\frac{d\xi'}{dt} = -\xi'',$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial x} = \frac{1}{V}\frac{\partial}{\partial x}\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2} =$$

$$= \frac{1}{Vr}\left\{(x-\xi) - \left[(x-\xi)\frac{d\xi}{d\theta} + (y-\eta)\frac{d\eta}{d\theta} + (z-\xi)\frac{d\zeta}{d\theta}\right]\frac{\partial\theta}{\partial x}\right\},$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial x}V\left\{r - \frac{1}{V}[(x-\xi)\xi' + (y-\eta)\eta' + (z-\zeta)\zeta']\right\} = x - \xi,$$

$$\frac{1}{V}\frac{\partial r}{\partial x} = \frac{\partial\theta}{\partial x} = \frac{x-\xi}{Vr(1-\beta\cos\lambda)},$$

$$\frac{\partial\xi}{\partial x} = \frac{d\xi}{d\theta}\frac{\partial\theta}{\partial x} = -\frac{(x-\xi)\xi'}{Vr(1-\beta\cos\lambda)}, \quad \frac{\partial\xi'}{\partial x} = -\frac{(x-\xi)\xi''}{Vr(1-\beta\cos\lambda)},$$

затем

$$\frac{\partial\xi}{\partial t}=\frac{d\xi}{dt}+\frac{d\xi}{d\theta}\frac{\partial\theta}{\partial t}=\xi'\left(1-\frac{\partial\theta}{\partial t}\right),$$

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}=\frac{1}{V}\frac{\partial r}{\partial t}=\frac{1}{Vr}\left[-(x-\xi)\frac{\partial\xi}{\partial t}-(y-\eta)\frac{\partial\eta}{\partial t}-(z-\zeta)\frac{\partial\zeta}{\partial t}\right],$$

$$V\frac{\partial\theta}{\partial t}\left\{r-\frac{1}{V}[(x-\xi)\xi'+(y-\eta)\eta'+(z-\zeta)\zeta']\right\}=$$

$$=[(x-\xi)\xi'+(y-\eta)\eta'+(z-\zeta)\zeta'],$$

$$\frac{1}{V}\frac{\partial r}{\partial t}=\frac{\partial\theta}{\partial t}=-\frac{\beta\cos\lambda}{1-\beta\cos\lambda},$$

$$\frac{\partial\xi}{\partial t}=\frac{\xi'}{1-\beta\cos\lambda}\cdot\frac{\partial\xi'}{\partial t}=\frac{\xi''}{1-\beta\cos\lambda}.$$

С этими промежуточными производными легко завершить вычисление обоих полей, поскольку известны производные x, y, z и t всех величин, фигурирующих в выражениях векторных потенциалов.

По окончании всех вычислений мы можем формулировать результаты с замечательной простотой, чем мы и займемся в дальнейшем.

IV. Каждое из двух полей E и M может быть разложено на две части, первая из которых — единственная имеющаяся налицо в случае равномерного движения электрона, зависит лишь от его скорости в момент $t-\theta$.

Для электрического поля эта первая часть E_1 направлена к положению O', которое занимал бы электрон в момент t, если бы он продолжал двигаться с момента $t-\theta$ со скоростью $v=\beta V$, которой он обладал в этот момент так, что $OO'=v\theta$; O', впрочем, совпадает с истинным положением электрона в данный момент t, если движение прямолинейно и равномерно. E_1, выраженное в электростатических единицах, равно

$$E_1=\frac{e(1-\beta^2)}{r^3(1-\beta\cos\lambda)^3}\cdot O'P. \qquad (3)$$

Соответствующая часть M_1 магнитного поля перпендикулярна плоскости $OO'P$, скорости v и радиусу r и равна в электромагнитных единицах, если λ' угол, образованный v с $O'P$;

$$M_1 = \beta E_1 \sin \lambda'. \tag{4}$$

Я буду называть *волной скорости* эту первую часть электромагнитного поля; совокупность этих волн скорости, создаваемых электроном в разные моменты, предшествовавшие данному моменту t, образует сферы, центрами которых являются различные предшествующие положения движущегося электрона; эти сферы обволакивают одна другую, если скорость электрона не достигает никогда скорости света V, случай, которым я здесь ограничусь; совокупность этих волн образует то, что я назову электромагнитной *бороздой* электрона, сопровождающей его при его перемещении; мы увидим действительно, что волне скорости не соответствует никакая энергия, излучаемая на большом расстоянии, ибо интенсивность обоих составляющих ее полей E_1 и M_1 уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния r от центра излучения, в то время как $O'P$ увеличивается вместе с r.

В частном случае прямолинейного и равномерного движения (рис. 58), точка O' не зависит от предшествовавшего момента $t - \theta$ потому, что она всегда совпадает с истинным положением O_0 движущегося электрона в момент t; следовательно, электрон, находящийся в данный момент в O_0, сопровождается при своем равномерном перемещении в эфире неизменяющейся бороздой, электрическое поле которой во всех точках направлено к действительному положению O_0 движущегося тела.

Следующие одна за другой волны скорости, которые в этом случае одни только и излучались в различные предшествующие моменты. образуют при своем распространении эту борозду подобно тому, как волны, образующиеся впереди судна, образуют увлекаемую им за собой борозду; каждая волна составляет с момента ее посылки последовательные порции все более и более отдаленные от центра, и оставляет позади себя вполне идентичную по отношению к движущемуся телу и увлекаемую им борозду.

Вместо того, чтобы учитывать в значениях E_1 и M_1 в точке P борозды ее расстояние r от запаздывающего положения O движущегося электрона, в момент, когда волна скорости, находящаяся в

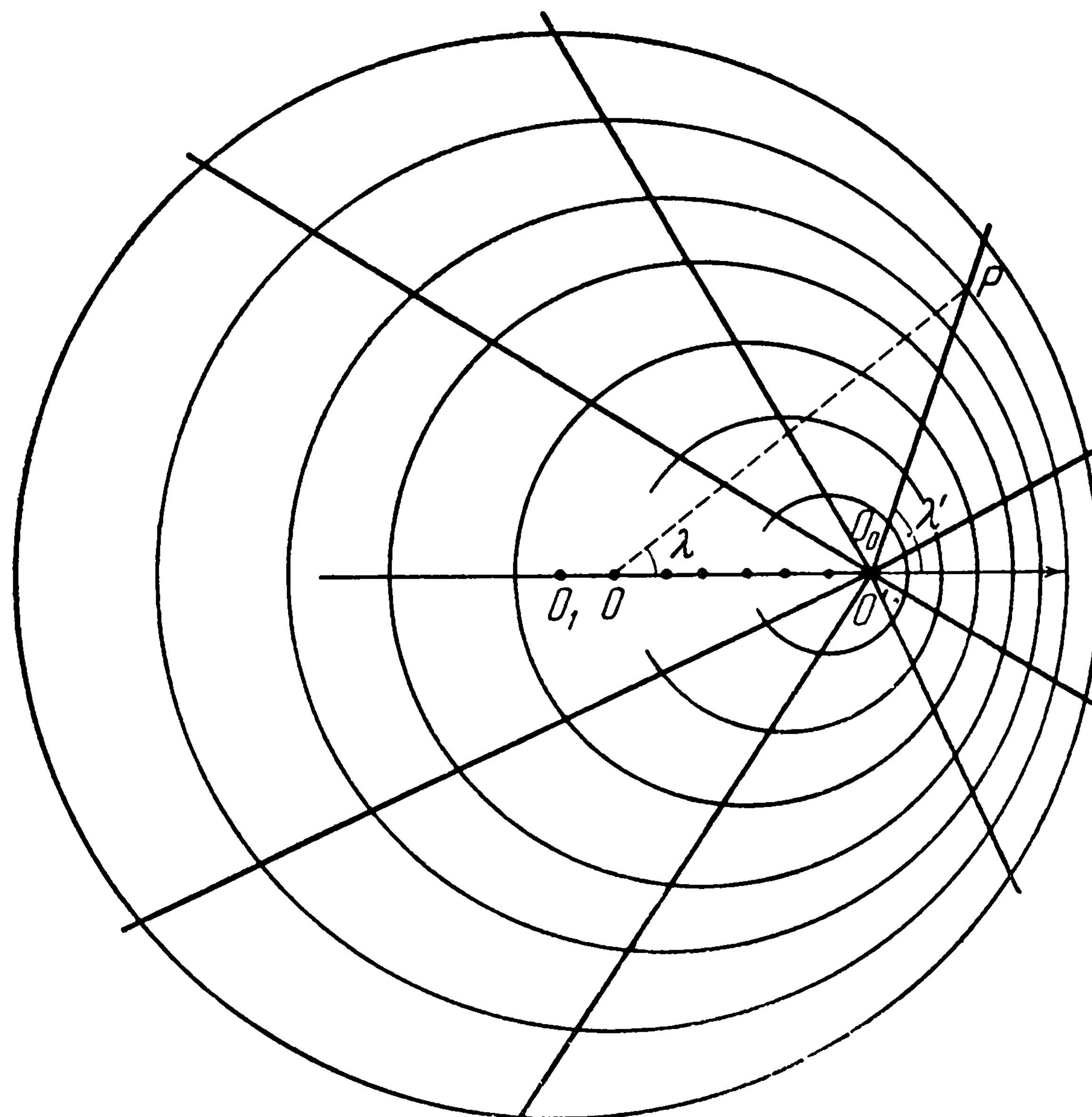


Рис.58

действительности в данный момент в P, была излучена, можно учитывать расстояние $O'P = r'$, т. е. расстояние от P *до действительного* положения электрона в случае равномерного движения. В треугольнике $OO'P$, сторонами которого являются

$$OP = r, \quad O'P = r', \quad OO' = v\theta = v\frac{r}{V} = \beta r,$$

легко доказать, что

$$r(1 - \beta\cos\lambda) = r'\sqrt{1 - \beta^2\sin^2\lambda'}.$$

Следовательно,

$$E_1 = \frac{e(1-\beta^2)}{r'^2\,[1-\beta^2\sin^2\lambda']^{\frac{3}{2}}}\,; \quad M_1 = \beta E_1 \sin\lambda'.$$

Таковы выражения, хорошо известные, но полученные совсем иным способом [1], для борозды, сопровождающей равномерно движущуюся в эфире наэлектризованную частицу на большом расстоянии по сравнению с ее размерами. Из того, что знаменатель минимальный, когда угол λ' прямой, т. е. находится в экваториальной плоскости по отношению к направлению скорости, следует, что на том же расстоянии r' поле более интенсивно в экваториальной плоскости, чем где-либо; электрические силовые линии радиальны и стремятся концентрироваться все более и более в этой плоскости, по мере увеличения скорости. Магнитные силовые линии, при данном направлении M_1, являются кругами, перпендикулярными к v и центр их находится в OO_1.

В дальнейшем мы увидим, как со скоростью увеличивается энергия, которой обладает борозда, источник инерции электрона.

Чтобы определить в случае любого движения борозду в непосредственной близости от электрона, достаточно разложить заряд электрона, поверхностный или внутренний, на его элементы и применить к каждому элементу полученные выше результаты. Наложение элементарных борозд позволяет найти для сферического электрона с однородным поверхностным зарядом решение, данное Сирлем для борозды проводящей сферы, находящейся в равномерном движении; в непосредственной близости к поверхности электрические силовые линии уже не радиальны, поле уже не направлено к центру сферы, в противоположность тому, что происходит на большом расстоянии.

V. Если движение не прямолинейно и не равномерно, если имеется ускорение Г, борозда уже не имеет простой формы, как в предыдущем случае. Точки, подобные O', находятся на кривой C, соединяющейся с траекторией T в данном положении O_0 (рис. 57), и элект-

[1] J. J. Thomson. Recent Researches, 1892.

рические силовые линии борозды представляют собой кривые, тангенс которых в каждой такой точке, как P, направлен в соответствующую точку O'. В противоположность тому, что происходит в случае равномерного движения, продолжавшегося очень долгое время, эта борозда должна здесь с каждым моментом изменяться по отношению к движущемуся телу, и мы увидим, что реорганизация (необходимое изменение) происходит при посредстве второй части электромагнитного поля, не существующей в случае равномерного движения. Я назову ее *волной ускорения.*

Соответствующее электрическое поле E_2 есть геометрическая сумма двух векторов, одного параллельного $O'P$, другого параллельного ускорению $\Gamma = \gamma V$.

$$E_2 = \frac{e\gamma \cos\varphi}{Vr^2 (1 - \beta\cos\lambda)^3}\,\overline{O'P} - \frac{e}{Vr\,(1-\beta\cos\lambda)^2}\,\overline{\Gamma}, \tag{5}$$

где φ угол между ускорением Γ и радиусом OP. Как видим, E_2 уничтожается вместе с γ.

Легко убедиться в том, что это поле E_2 нормально к радиусу OP, т. е. касательно к сферической волне, и следовательно, поперечно к направлению распространения.

Кроме того, вторая часть M_2 магнитного поля *перпендикулярна к E_2 и к OP и, следовательно, также поперечна, и измеренная в электромагнитных единицах дает*

$$M_2 = E_2, \tag{6}$$

Таким образом, эта *волна ускорения* обладает всеми чертами свободного электромагнитного излучения; *она состоит из двух поперечных полей,— электрического и магнитного, перпендикулярных друг к другу и имеющих равные энергии на единицу объема среды.*

Она действительно представляет собой *излучение* заряженного центра, поскольку она одна сохраняется на большом расстоянии от последнего, причем составляющие ее поля E_2 и M_2 изменяются обратно пропорционально r, что дает излучению возможность переносить в бесконечность некоторую конечную энергию.

Замечательно, что эта сферическая волна ускорения имеет все черты излучения *на любом расстоянии от центра эмиссии*, даже там, где она наложена на волну скорости, на расстояниях r, недостаточных для того, чтобы волной скорости можно было пренебречь; она действительно представляет собой элементарное излучение, основу разложения какой-либо сложной радиации на любом расстоянии рт своего источника. Ее происхождение связано с ускорением наэлектризованного центра: *излучение необходимо подразумевает ускорение.*

VI. В момент t электромагнитное возмущение, созданное электроном в период между моментами $t - \theta - d\theta$ и $t - \theta$ и слагающееся из совокупности обеих волн — скорости и ускорения, оказывается заключенным между двумя эксцентрическими сферами S и S_1 (рис. 57), в центре которых находятся положения O и O_1 в момент $t - \theta$, $t - \theta - d\theta$, а радиусами служат $V\theta$ и $V(\theta + d\theta)$.

Электромагнитная энергия в этом слое на единицу объема составляет в точке P

$$\frac{1}{8\pi}(E^2 + M^2)$$

ислагается из трех частей, поскольку E и M каждое есть результирующее двух векторов, полей, фигурирующих в волне скорости и в волне ускорения.

Первая часть:

$$\frac{1}{8\pi}(E_1^2 + M_1^2).$$

соответствует волне скорости, при допущении, что только она имеется налицо. Это — *энергия борозды*, которая одна только имеется в случае прямолинейного и равномерного движения. Если вычислить, путем интегрирования по сфере S, полное значение этой энергии в сферическом слое SS_1, то окажется

$$dW_1 = \frac{3 + \beta^2}{3(1 - \beta^2)} \cdot \frac{e^2}{2r^2} V d\theta. \tag{7}$$

Следовательно, она уменьшается обратно пропорционально r^2, так, что ни одна часть этой *энергии борозды* не отдаляется бесконечно

далеко от наэлектризованного центра; она сопровождает его при его перемещении.

Применение теоремы Пойнтинга показывает, что в борозде постоянно через неподвижную по отношению к эфиру поверхность имеется поток энергии в направлении движения, позволяющий борозде сопровождать свой центр. В случае равномерного движения никакая часть энергии, аккумулированной в борозде, не уходит в бесконечность; эта энергия распространяется в направлении движения, следуя за электроном и сохраняя *по отношению к нему* устойчивое распределение в среде; никакого вмешательства извне не требуется для поддержания этой борозды; электрон, придя в движение, продолжает двигаться бесконечно с той же скоростью. Вмешательство извне потребуется, чтобы убавить или добавить энергии борозде, уменьшить, либо увеличить скорость, вызвать ускорение. Электрон инертен потому, что он заряжен; он увлекает свою борозду и увлекаем ею до тех пор, пока внешняя причина не изменит борозды.

Если скорость до момента $t - \theta$ оставалась постоянно равной βV по величине и по направлению, борозда вне сферы S остается обычно *нормальна* и обладает энергией:

$$W_1 = \frac{3+\beta^2}{3(1-\beta^2)} \int_0^\infty \frac{e^2}{2r^2} V d\theta = \frac{3+\beta^2}{3(1-\beta^2)} \int_0^\infty \frac{e^2}{2r^2} dr,$$

$$W_1 = \frac{e^2}{2r} \cdot \frac{3(1-\beta^2)}{3+\beta^2} = \frac{e^2}{2r}\left[1 + \frac{4\beta^2}{3(1-\beta^2)}\right]. \qquad (8)$$

Первая часть W_1 — электростатическая энергия $e^2/2r$, которая была бы заключена вне сферы S в случае неподвижного электрона; другая часть $\frac{2e^2}{3r} \cdot \frac{\beta^2}{1-\beta^2}$ представляет собой приращение *энергии борозды*, когда скорость увеличивается от нуля к βV; это *кинетическая энергия* электромагнитного происхождения, сосредоточенная на внешней стороне сферы S.

Эта *кинетическая энергия* пропорциональна β^2, квадрату скорости, только в первом приближении, если β^2 ничтожно мало по сравнению

с единицей, если скорость v мала по сравнению со скоростью света. Напротив, она бесконечно возрастает, когда v приближается к V, когда β стремится к единице; впрочем, бесконечное значение кинетической энергии в случае электрона, движущегося со скоростью света, предполагает, что эта скорость существовала уже бесконечно долго[1].

В выражении кинетической энергии для малых скоростей роль массы играет множитель $4e^2/3r$; он представляет собой в некотором роде электромагнитную массу, находящуюся при малых скоростях вне сферы S с радиусом r; при бо́льших скоростях эта масса становится функцией скорости. Полная электромагнитная масса электрона не может быть вычислена, если придать r значение a радиуса сферы, которой может быть уподоблен электрон; необходимо в соседней с ним области суммировать борозды, соответствующие различным элементам его заряда; тогда мы вновь находим известный результат $2e^2/3a$, вместо $4e^2/3a$, если заряд поверхностный, и $4e^2/5a$, если заряд распределен равномерно в объеме сферы.

VII. Вторая часть энергии, та, которая соответствует волне ускорения излучения, если предполагать только ее, имеет следующее значение на единицу объема в точке P:

$$\frac{1}{8\pi}\left(E_2^2 + M_2^2\right) = \frac{E_2^2}{4\pi}.$$

Она представляет собой в сферическом слое SS_1 *энергию, независимую от расстояния* r, поскольку она распространяется затем на бесконечное расстояние от электрона без всякого изменения; это — *энергия, излучаемая центром за время* $d\theta$, имеющая следующее выражение после всех вычислений[2]:

$$dW^2 = \frac{1-\beta^2 \sin^2 \varepsilon}{(1-\beta^2)^2} \cdot \frac{2e^2\gamma^2}{3V} d\theta, \tag{9}$$

где ε угол, образуемый ускорением Γ и скоростью v.

[1] P. Hertz. Phys. Zeitschrift, 1903.

[2] Cf. M. Abraham. Annalen d. Physik, t. X, 1903, p. 155.

Так мы приходим к тому *фундаментальному результату, что наэлектризованный центр излучает в единицу времени количество энергии, пропорциональное квадрату его ускорения* и не посылает ничего в бесконечность, когда его ускорение равно нулю[1].

VIII. Наконец, третью часть составляет энергия, относящаяся к обеим волнам и равная на единицу объема в точке P

$$\frac{1}{4\pi}(\overline{E_1 E_2} + \overline{M_1 M_2}),$$

где произведения берутся геометрически: если интегрировать в сферическом слое SS_1, то получится

$$dW_3 = \frac{1}{(1-\beta^2)^2} \cdot \frac{4e^2}{3r} \beta\gamma \cos \varepsilon d\theta \tag{10}$$

или

$$\Gamma \cos \varepsilon d\theta = \gamma V \cos \varepsilon \, d\theta = dv = V d\beta,$$
$$\gamma \cos \varepsilon d\theta = d\beta,$$
$$dW_3 = \frac{4e^2}{3r} \cdot \frac{\beta \, d\, \beta}{(1-\beta^2)^2}. \tag{11}$$

Эта энергия также стремится к нулю, когда r бесконечно возрастает: она представляет собой то, что остается на расстоянии r от энергии, предназначенной для реорганизации борозды, неизбежно вызываемой ускорением энергии, имеющейся в слое SS_1 благодаря наложению на волну скорости волны ускорения, т. е. излучения. Действительно, легко констатировать, что dW_3, имеющаяся в SS_1, представляет в точности энергию, необходимую для перехода энергии борозды W_1, внешней для сферы S, от значения, соответствующего β, к значению, соответствующему $\beta + d\beta$, т. е. приросту, который должен произойти у *кинетической энергии*, внешней для S при переходе от β к $\beta + d\beta$. В самом деле, согласно (7) мы имеем

$$W_1 = \frac{e^2}{2r}\left[1 + \frac{4\beta^2}{3(1-\beta^2)}\right],$$
$$dW_1 = \frac{4e^2}{3r}\frac{\beta \, d\beta}{(1-\beta^2)^2} dW_3.$$

[1] J. Larmor. Aether and Matter, p. 227; Phil. Mag., t. XLIV, 1897, p. 503.

Я буду называть *энергией изменения* энергию dW_3, создаваемую внешней причиной и производящую ускорение, благодаря наложению излучения на волну скорости; следовательно, именно через посредство волны ускорения происходит, как я сказал выше, реорганизация борозды, чего не требуется в случае равномерного движения. Излучение продвигается вперед, находя перед собой прежнюю борозду и оставляя позади себя новую борозду, теряя постепенно свою энергию изменения и приобретая кинетическую энергию, чтобы на бесконечном расстоянии сохранить (когда реорганизация завершена полностью и количество энергии изменения исчерпано) лишь *излученную энергию* dW_2. Можно сказать, что *ускорение необходимо подразумевает реорганизацию, изменение борозды и что реорганизация необходимо подразумевает излучение.*

IX. Ускорение Г имеется лишь в присутствии электромагнитного поля, внешнего по отношению к электрону и могущего воздействовать на него силой Лорентца,— электрической силой, параллельной внешнему электростатическому полю , и магнитной силой, перпендикулярной внешнему магнитному полю и скорости электрона. Внешнее электромагнитное поле должно дать сумму энергий излучения и изменения; эта сумма может быть и отрицательной, потому что dW_2 по существу положительно, но dW_3 имеет знак $d\beta$.

Эта последняя энергия имеет выражение,аналогичное работе сил, ибо она пропорциональна произведению тангенциальной слагающей $\Gamma\cos\varepsilon$ ускорения на перемещение $\beta V d\theta$. Не так обстоит дело с излучаемой энергией,пропорциональной квадрату ускорения,поскольку энергия, получаемая от причины, вызывающей ускорение, не равна работе сил в ее обычной форме, и уравнения механики применимы только, если излучаемая энергия dW_2 ничтожно мала по сравнению с энергией изменения dW_3; эта последняя учитывается с момента начала движения электрона и представляет собой полное изменение кинетической энергии.

Здесь возникает существенное отличие: излученная энергия dW_2, не зависящая от расстояния, не обязывает рассматривать, что происходит в непосредственном соседстве с электроном; учитывается

только его заряд. С энергией изменения обстоит не так: она стала бы бесконечной при r, равном нулю. Полная энергия, заимствованная в этой форме у внешнего поля, вынуждает, как и энергия борозды, которую она призвана реорганизовать, учитывать форму и размеры электрона. Она остается пропорциональной $\Gamma\cos\varepsilon\cdot\beta V d\theta$ с коэффициентом, который можно вычислить для данного распределения зарядов в электроне и который представляет здесь продольную массу электромагнитного происхождения, зависящую от скорости, как коэффициент пропорциональности кинетической энергии для β^2, и так же бесконечно увеличивается, когда v стремится к V. Я говорю о продольной массе потому, что $\Gamma\cos\varepsilon$ является продольной слагающей ускорения в направлении скорости. Вычисление поперечной массы, соответствующей перпендикулярной слагающей, нормальной к ускорению, заставляет принимать в расчет другие соображения, нежели соображения, касающиеся энергии.

Таким образом, уравнения механики должны быть изменены в двух направлениях: прежде всего масса должна рассматриваться как функция скорости, причем отклонение становится заметным только при скоростях порядка скорости света: опыты Кауфмана над β-лучами радия подтвердили это следствие электромагнитных законов, дав прочные основания для признания электромагнитного происхождения инерции и невозможности создать удовлетворительную механику без того, чтобы считать электрические представления основными.

Это изменение — масса, меняющаяся в зависимости от скорости, сохраняет по крайней мере форму уравнений механики; но и сама форма становится несовершенной, если излучаемая энергия не ничтожно мала по сравнению с энергией изменения, если движение *не квазистационарно*, по выражению Макса Абрагама, если избыток энергии, отдаваемый в бесконечность в форме излучения волной, призванной изменить борозду, не слишком существенен.

Другими словами, условие квазистационарного движения заключается в том, что в области, соседней с наэлектризованным центром, отстоящей на кратчайшем по сравнению с его размерами расстоя-

нии, области, где локализуется наибольшая часть энергии борозды, эта последняя может рассматриваться как определяемая почти исключительно скоростью частицы в данный момент, т. е. почти такой, какую имела бы частица, движущаяся равномерно с той же скоростью. Для этого необходимо, чтобы в этой области волна ускорения, наложенная на борозду, была ничтожно мала по сравнению с волной скорости, тогда как на бесконечном расстоянии имеется лишь первая.

На сфере с радиусом r среднее значение излучаемой энергии на единицу объема будет максимально порядка

$$\frac{e^2\gamma^2}{Vr^2(1-\beta^2)^3},$$

а энергия изменения — порядка

$$\frac{e^2\beta\gamma}{r^3(1-\beta^2)^2}.$$

Их отношение

$$\frac{r\gamma}{V\beta(1-\beta^2)}$$

должно быть мало для значения r того же порядка, как и радиус сферы a, которой может быть уподоблена наэлектризованная частица. Условие для стационарного движения заключалось бы в том, чтобы величина

$$\rho=\frac{d\gamma}{V\beta(1-\beta^2)}$$

была очень мала по сравнению с единицей. Легко убедиться, что это требование всегда выполняется в экспериментальных условиях, так как если энергия электрона целиком электромагнитна, то a порядка[1] 10^{-13}, а β достигает максимум 0,95 в экспериментах Кауфмана над отклоняемыми лучами радия.

Интересный случай исключения из обычных законов механики это тот, когда тело находится в абсолютном покое, β равна нулю, а ρ становится бесконечным; но движение может снова рассматриваться как квазистационарное через чрезвычайно короткий промежу-

[1] P. Langevin. Ann. Chim. Phys., t. XXVIII, 1903, p. 357.

ток времени. В самом деле, если $\beta = 0, \rho$ снова станет меньше единицы при скорости, большей, чем

$$v = \beta V = a\gamma;$$

этот предел достигается благодаря ускорению γV в промежуток времени

$$t = \frac{\beta V}{\gamma V} = \frac{a}{V} < 10^{-23}\,сек.$$

Эти исключения, отличающиеся от тех, которые соответствуют изменению электромагнитной массы со скоростью, по-видимому, почти не доступны для эксперимента, и не представляется возможным использовать их, чтобы с очевидностью показать абсолютное движение.

Достоверно, что во всех экспериментах выполняется условие квазистационарного движения, что излучаемая энергия всегда доставляет лишь ничтожную долю средней энергии изменения и, что, следовательно, энергия, получаемая наэлектризованным центром от внешнего поля, вызывающего его ускорение, имеет всегда форму $m\gamma ds\cos\varepsilon$, сравнимую с энергией механической работы. Явление излучения, которое одно лишь ощутимо на расстоянии от наэлектризованного центра, не изменяет заметно законы движения последнего потому, что оно ничтожно мало в непосредственной близости от него.

X. Таким образом, только ускорения электронов воспринимаются на большом расстоянии при посредстве излучения, определяемого полями E_2 и M_2; в случаях, когда β мало, когда скорость v мала по отношению к скорости света, выражения (5) и (6) для E_2 и M_2 упрощаются и получается

$$E_2 = \frac{e\gamma}{Vr}\sin\varphi,$$

причем это электрическое поле перпендикулярно к OP в плоскости, содержащей OP и Г. Магнитное поле M_2 имеет всегда ту же величину в электромагнитных единицах, что и E_2 в электростатических единицах, так что имеет ту же энергию на единицу объема и направлено перпендикулярно к OP и к E_2.

Из этого вытекает, что излучаемое электромагнитное поле распределено симметрично вокруг направления ускорения Г, его интенсивность максимальна для $\sin\varphi = 1$,т. е. в экваториальной плоскости по отношению к Г, и равна нулю в этом направлении. Отсюда легко выводится, что плоскость поляризации излучения электрона в направления P есть плоскость, проходящая через световой луч OP и перпендикулярная к плоскости OPГ, содержащей ускорение. Отношения, определяющие направления, несколько сложнее и находятся из общих выражений (5) для E_2, когда β перестает быть весьма малым.

Природа излучения, проходящего в точке P, зависит от движения наэлектризованного центра и от способа, каким его ускорение изменяется со временем. Если ускорение принимает большое значение в очень короткий промежуток времени, если речь идет об импульсе, который испытывает электрон, как, например, в случае катодной корпускулы, вылетающей со скоростью, равной 50 000 *км/сек*, и резко останавливаемой в момент удара об антикатод, излучение носит характер пульсации, не имеющей периодического характера с толщиной, равной расстоянию между излучаемыми сферами в начале и в конце удара, т. е. произведению скорости света на время продолжительности удара.

Эти пульсации, по-видимому, дают наилучшее объяснение лучей Рентгена, исходящих из области антикатода, в который ударяет пучок катодных лучей; они связаны с ускорением, испытываемым катодными частицами в момент, когда их останавливает антикатод. По Баркла, эти лучи Рентгена обнаруживают поляризацию, и это согласуется с тем, что позволяет предвидеть вышеизложенная интерпретация: интенсивность вторичных лучей, которые излучает ударяемая ими поверхность металла, изменяется, когда изменяют положение плоскости падения вокруг первичного пучка. Впрочем, для сохранения вышеизложенной теории нет необходимости, чтобы подобная поляризация действительно наблюдалась так же, как и изменение интенсивности вокруг направления катодного пучка, ибо мало вероятно, чтобы остановка происходила при первом же

ударе корпускулы : последняя должна отразиться в том или ином направлении, как это доказывает вторичное катодное излучение, и испытать новые ускорения того же порядка, что и первое, но в иных направлениях. Это первое ускорение может само иметь направление, меняющееся с отклонением, которое испытывает катодная частица.

Если движение электрона периодично, как в случае обращения по замкнутой орбите, само ускорение является периодическим, так же как и излучение, и тогда получается явление, сравнимое с испусканием света определенной длины волны.

Если орбита круговая, ускорение, всегда центростремительное для равномерно вращающегося тела, вращается вместе с этим телом.

В направлении, перпендикулярном к плоскости орбиты, на большом по сравнению с размерами орбиты расстоянии, плоскость поляризации будет вращаться вокруг направления луча, не меняя интенсивности, поскольку $\sin \varphi$ всегда равен 1, и получится свет, поляризованный по кругу. В плоскости орбиты свет будет распространяться прямолинейно, с плоскостью поляризации, перпендикулярной к плоскости орбиты. Для овального направления поляризация будет эллиптической.

Это как раз то излучение,которое способствует объяснению явления Зеемана; но мы здесь пристально следим за связью между этим излучением и порождающим его ускоренно движущимся электроном; интенсивность излучения может быть вычислена как функция заряда и ускорения электрона.

XI. Пункты, которые я считаю полезным особенно подчеркнуть.

1°. Электромагнитное возмущение, произведенное в среде движущейся наэлектризованной частицей, составляется из двух частей, распространяющихся со скоростью света, начиная от центра излучения.

Первая часть или *волна скорости*, которая одна только и имеется в случае равномерного и прямолинейного движения, зависит лишь от скорости движущегося тела; она содействует образованию вокруг последнего *борозды*, энергия которой меняется со скоростью, и которая, следовательно, заключает в себе кинетическую энергию, связанную

с наэлектризованным центром, сопровождающую его в его перемещении и изменяющуюся, если движение является ускоренным.

2°. Это изменение производится при посредстве второй части возмущения, *волны ускорения*, обладающей на *любом расстоянии* от точки эмиссии свойствами поперечности и равенства электрической и магнитной энергий, что соответствует свободному излучению.

Эта *волна ускорения* переносит на большое расстояние (где волной скорости можно пренебречь) конечную энергию, пропорциональную квадрату ускорения и бесконечно увеличивающуюся со скоростью, когда таковая приближается к скорости света. Характер поляризации этой волны особенно прост, когда скорость мала.

Волна скорости не переносит никакой энергии на большое расстояние: соответствующая ей *энергия борозды* следует за центром в его перемещении.

3°. Относительная энергия обеих волн — скорости и ускорения — *энергия изменения* равна в точности количеству энергии, необходимому для реорганизации борозды, для приведения ее в соответствие с новой скоростью. Она во всех случаях, доступных эксперименту, огромна по сравнению с *излученной энергией*, представляющей энергию собственно волны ускорения, необходимый остаток при реорганизации борозды.

4°. Энергия изменения, доставляемая внешним полем, производящим ускорение, может быть уподоблена по своему выражению работе внешних сил, единственному обмену энергии, участвующему в обычных уравнениях механики.

Излучаемая энергия, которую должно дать также внешнее поле, отличающаяся по форме, не содержится в законах динамики и вынудила бы изменить их, если бы незначительность излучаемой энергии по сравнению с энергией изменения не делала эту поправку несущественной во всех экспериментальных случаях.

Вышеизложенные соображения проливают, как нам кажется, некоторый свет на внутренний механизм явлений инерции и излучения.



МАГНЕТИЗМ И ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОНОВ [1]

1. Известно, насколько плодотворным показало себя в последние годы представление о материи как совокупности наэлектризованных центров или *электронов*, которые являются необходимым связующим звеном между эфиром — средоточием электрических и магнитных полей — и веществом — источником и приемником электромагнитных возмущений, передаваемых эфиром. Лорентц[1], который более, чем кто-либо, способствовал развитию этой теории, только что дал ее мастерское изложение, позволяющее судить о полноте уже достигнутых обобщений. Внимание физиков, привлеченное к этой теории замечательным предвидением Лорентца в отношении явления Зеемана, еще возросло после недавних открытий, которые привели *чисто экспериментальным путем* к понятию катодной корпускулы в две тысячи раз менее тяжелой, чем атом водорода, настоящего отрицательного электрона, имеющегося во всякой материи. Это принесло ранее высказанным теоретическим идеям самое яркое экспериментальное подтверждение.

Задача сегодняшнего дня — следовать возможно дальше по пути, столь блистательно открытому, и проверить правильность новых понятий, чтобы доказать их необходимость, хотя они еще недостаточны или недостаточно точны. В области исследования излучений достигнуты несомненные и замечательные успехи; более того, представление о молекуле, как системе движущихся электронов, находящих-

[1] H. A. Lorentz. Encykl. d. math. Wissensch., Bd. V, Heft I, S. 145.

ся в устойчивом динамическом равновесии под влиянием сил взаимодействия, позволяет хорошо объяснить явления электростатики.

Эта система может поляризоваться под влиянием внешнего поля, вследствие изменения распределения положительных и отрицательных электронов. Порядок их движения при этом нарушается и, сместившись в направлении поля, они будут сосредотачиваться в среднем на противоположных концах молекулы.

Свойство электрона создавать магнитное поле по пути своего перемещения — непосредственное следствие из уравнений Герца — позволяет рассматривать ток конвекции как перенос электронов, связанных с атомами вещества или свободных в зависимости от того, является ли проводник электролитом или металлом. Теории металлов, развиваемой с электронной точки зрения, предстоит многообещающее будущее.

2. До сих пор казалось, что постичь сложные явления магнетизма [[2]] и диамагнетизма гораздо труднее, хотя электроны, движущиеся в атоме по замкнутым орбитам, представляют с первого взгляда простое отображение элементарных амперовых токов. Эти токи способны ориентироваться под воздействием внешнего поля и вызывать появление индуцированного магнетизма или реагировать по закону индукции, согласно идее Вебера, приобретая магнитный момент, направленный против наложенного внешнего поля, как это происходит с диамагнитными телами.

Те, кто пытались следовать этой идее, до сих пор признавали ее бесплодной: Фохт[1] и Дж. Дж. Томсон[2], независимо один от другого, пришли к выводу, что гипотеза об электронах, движущихся *без торможения*, не может дать никакого представления об явлениях *постоянного* магнетизма или диамагнетизма.

Согласно Дж. Дж. Томсону, движение электронов, ослабевающее пропорционально своей скорости, по еще неясной причине, вызывает парамагнетизм. С точки зрения Фохта электроны, вращающие-

[1] W. Voigt. Ann. d. Physik, t. IX, 1902, p. 115.
[2] J. J. Thomson. Phil. Mag., t. VI, 1903, p. 673.

ся вокруг своей оси и стесненные в своем движении постоянными соударениями, проявляют свойства парамагнетизма или диамагнетизма в зависимости от того, обладают ли они в среднем, тотчас вслед за соударением, избытком потенциальной или кинетической энергии.

Помимо сложности этого последнего представления, большие трудности возникают из-за того, что оно приписывает одной и той же причине явления столь различные, как парамагнетизм и диамагнетизм. При этом оно не дает никакого объяснения замечательным законам, экспериментально установленным Кюри[1]: слабый магнетизм [3], ослабленный вид ферромагнетизма, изменяется обратно пропорционально абсолютной температуре, тогда как диамагнетизм, во всех наблюдавшихся случаях, за исключением висмута, обнаружил полную независимость от температуры. Эти два столь непохожих закона, по-видимому, устанавливают глубокое различие между двумя явлениями и требуют совершенно различных объяснений.

3. *Я хотел бы показать здесь, каким образом, вопреки мнению Томсона и Фохта, я считаю возможным посредством электронной гипотезы уточнить идеи Ампера и Вебера, найти для пара- и диамагнетизма требуемые совершенно различные объяснения и, наконец, осветить с этой точки зрения сложный вопрос о магнитной энергии в целом.*

I. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ТОКИ

4. Предположим, что внутри молекулы электроны движутся по замкнутым орбитам, создавая магнитное поле, подобное тому, какое было бы создано замкнутым током, текущим по тем же орбитам. Здесь, пожалуй, небесполезно напомнить, почему возникновение магнитного поля под действием наэлектризованной частицы, находящейся в движении по отношению к эфиру, является необходимым следствием уравнений Герца. Эти уравнения, полностью проверенные на опыте, переводят на математический язык факт существова-

[1] P. Curie. Ann. Chim. Phys., t. V, 1895, p. 289.

ния токов смещения Максвелла и явления индукции, вследствие которых в пустоте достаточно любого изменения одного из полей — электрического или магнитного — для возникновения второго поля.

1°. *Интеграл электрического поля по замкнутому контуру равен производной по времени от потока магнитной напряженности, которая пронизывает этот контур (индукция).*

2°. *Интеграл магнитного поля по замкнутому контуру равен производной по времени от потока электрической силы, которая пронизывает этот контур (ток смещения).*

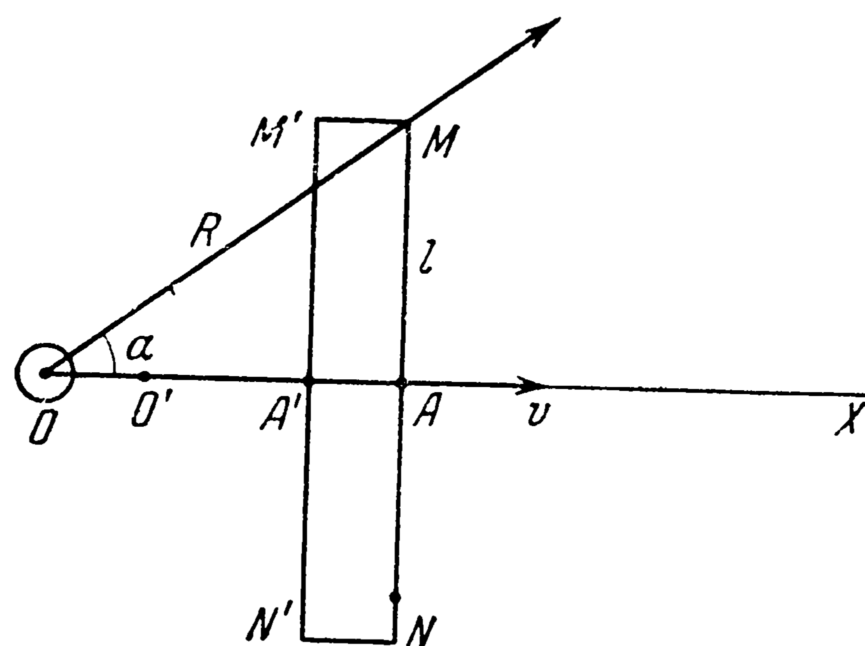


Рис. 59

Это последнее утверждение предполагает, что сквозь ограниченную контуром поверхность, для которой вычисляется поток, не проходит никакой электрический заряд, никакой электрон.

5. Предположим теперь, что наэлектризованнаяч астица O, с зарядом e, движется вдоль направления OX (рис. 59), со скоростью v относительно среды (которая предполагается совершенно неподвижной по теории Лорентца) и применим второе из вышеуказанных утверждений к окружности радиусом $AM = l$, лежащей в плоскости, перпендикулярной направлению OX.

Если предположить, что наэлектризованная частица вращается вокруг OX, то окажется невозможным, чтобы магнитное поле, одинаковое во всех точках окружности MN по причине симметрии, было равно нулю на этой окружности, так как пронизывающий его поток электрической силы изменяется вследствие движения частицы. Более того, магнитное поле H в точке M необходимо является касательным к окружности, т. е. перпендикулярным к плоскости чертежа, так как вся система, очевидно,может быть наложена на свое изобра-

жение на чертеже, а магнитное поле, обладающее симметрией цилиндра вращения [1], имеет лишь одну плоскость симметрии, перпендикулярную к его *направлению.*

Интеграл магнитного поля вдоль окружности длиной $2\pi l$ равен

$$2\pi lH.$$

Чтобы вычислить производную потока электрической силы, найдем изменение этого потока, когда частица перемещается за отрезок времени dt на расстояние $OO' = vdt$. Новый поток, проходящий через MN, который создает наэлектризованная частица, находясь в точке O', равен потоку, проходящему через $M'N'$, который она создает, находясь в точке O; причем окружность $M'N'$ имеет тот же радиус, что и MN, и находится от MN на расстоянии $AA' = vdt$. Итак, разность проходящих через оба круга потоков, создаваемых частицей, находящейся в точке O, на основании теоремы Гаусса, равна потоку, проходящему через цилиндрическую поверхность $MNM'N'$, которая образует с этими кругами замкнутую поверхность, не содержащую внутри никакого заряда. Этот поток равен

$$d\varphi = \frac{e}{R^2} \sin\alpha\, 2\pi\, lv\, dt,$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = 2\pi\, lH = \frac{e}{R^2} \sin\alpha\, 2\pi\, lvdt,$$

$$H = \frac{ev}{R^2} \sin\alpha.$$

Это как раз то магнитное поле, которое возникло бы в точке M под действием элемента тока длиной δs, помещенного в O, параллельного OX, с моментом $i\delta s = ev$.

Значение $\frac{l}{R^2}$ для электрического поля в точке M предполагает, что это поле не подвергается изменению вследствие движения; это предположение остается достаточно точным до тех пор, пока скорость v не становится близкой к скорости света; в противном случае, согласно закону индукции, возникшее магнитное поле в свою очередь

[1] P. Curie. J. de Physique, t. III, 1894, p. 415.

реагирует на электрическое поле и изменяет распределение в нем силовых линий. Последние, на расстоянии от O, большем по сравнению с радиусом частицы, стремятся собираться в плоскости, перпендикулярной OX.

Выражение, полученное для H, остается пригодным даже для электронов, находящихся в молекуле, так как и скорость, по-видимому, в общем немногим больше одной сотой скорости света.

6. Нетрудно, как это уже было сделано многими авторами, вычислить, исходя из вышеуказанных разультатов, проекцию H_z магнитного поля H, возникшего в точке M под действием наэлектризованной частицы O, на произвольное направление PM (фиг. 60). Частица O описывает замкнутую орбиту малых размеров по сравнению с расстоянием R. Для искомого поля H_z имеет значение только проекция C кривой, по которой движется частица O, на плоскость, перпендикулярную PM, так как составляющая скорости, параллельная PM, создает в M магнитное поле, перпендикулярное PM с нулевой проекцией на это направление. Допустим, что v — проекция скорости на плоскость, перпендикулярную PM. Если p обозначает расстояние этой скорости от точки P, то подобие треугольников PQM и ZMH дает

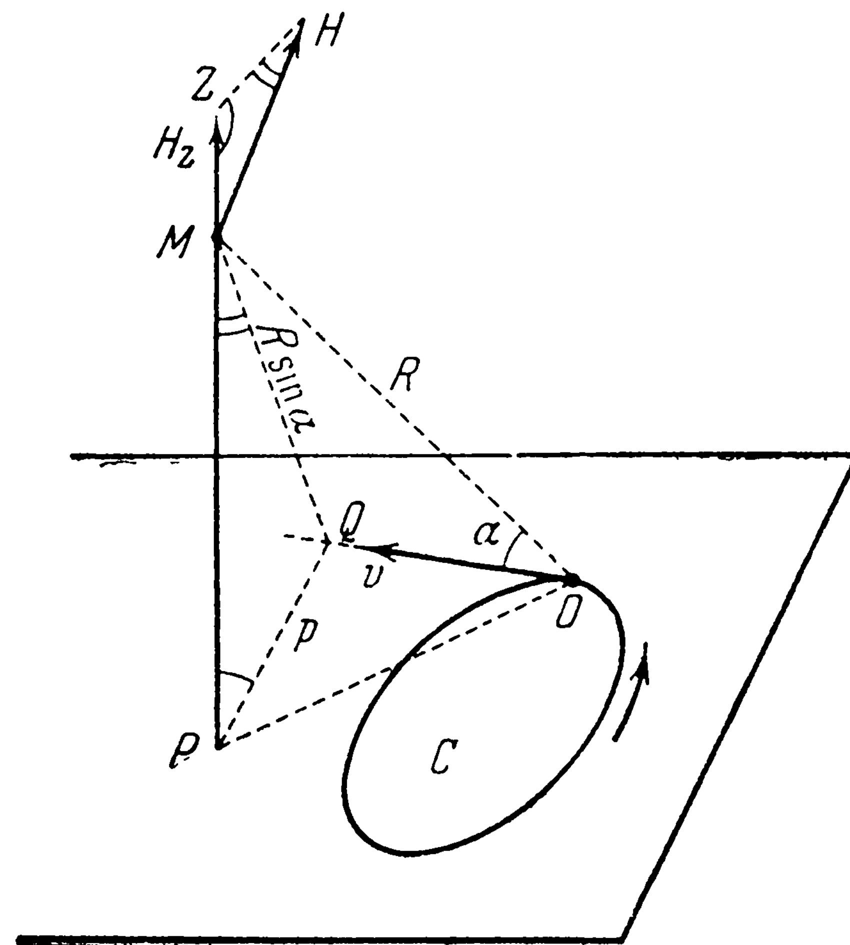


Рис. 60

$$H_z = H \frac{p}{R \sin \alpha},$$

откуда, подставляя вместо H его значение $\frac{ev \sin \alpha}{R^2}$, получаем

$$H_z = \frac{epv}{R^2}.$$

Впрочем, момент pv скорости по отношению к PM равен двойному моменту секториальной скорости A точки O на проекции орбиты по отношению к точке P, принимаемой положительной в тригонометрическом смысле.

Итак

$$H_z = \frac{2eA}{R^3}.$$

7. Эта проекция магнитного поля H_z остается постоянной в частном случае, когда движение электронов возникает под действием центральных сил, исходящих из точки C, находящейся внутри орбиты, и когда направление MP проходит через эту точку C, так как секториальная скорость A остается в этом случае постоянной, подобно тому, как останется постоянным расстояние R, предполагаемое бо́льшим по сравнению с размерами орбиты.

Во всех остальных случаях H_z будет изменяться и искомой величиной становится его среднее по времени значение $\overline{H}_z$.

Если изменения R, когда O перемещается, являются величиной второго порядка по сравнению с размерами орбиты (для этого R должно быть бо́льшим по сравнению с P, т. е. угол α всегда должен быть близок к прямому), можно рассматривать R как неизменную величину. В таком случае, если A обозначает среднее значение секториальной скорости, мы получаем

$$\overline{H}_z = \frac{2e\overline{A}}{R^3}.$$

Если S обозначает площадь проекции орбиты, а τ — период обращения, мы, очевидно, имеем

$$\overline{A} = \frac{S}{\tau},$$

откуда

$$\overline{H}_z = \frac{2e}{R^3} \frac{S}{\tau}.$$

Таким образом, элементарный ток эквивалентен, с точки зрения создаваемого им среднего поля, элементарному магниту с моментом

$$M = \frac{eS}{\tau} = e\overline{A}. \qquad (*)$$

Легко показать, что эта эквивалентность существует для точек, удаленных от орбиты в любом направлении настолько, чтобы изменения R были порядка размеров орбиты. Так, что в целом *среднее* магнитное поле, созданное элементарным током на расстоянии, идентично тому, которое создается магнитом, нормальным к плоскости орбиты с моментом

$$\frac{eS}{\tau} = e\overline{A}.$$

8. Это будет справедливо также для элементарного тока, создаваемого каждым электроном, движущимся в молекуле. С точки зрения среднего магнитного поля, возникающего на расстоянии, молекула будет эквивалентна магниту с результирующим моментом, равным геометрической сумме моментов, полученных для каждой орбиты. Результирующий момент может быть равен нулю, если, вследствие внутренней симметрии, различные элементарные токи взаимно компенсируются в отношении их среднего действия на расстоянии. Эта компенсация не мешает элементарным токам существовать и не мешает молекуле создавать более или менее сложное электромагнитное поле на расстояниях, сравнимых с ее размерами.

Важно отметить, что это поле сможет играть значительную роль в действии сил сцепления и во взаимной ориентации очень близких молекул, что должно оказывать влияние на вид кристаллической структуры.

9. Под действием внешнего магнитного поля, постоянного в пределах такой в целом магнитно-нейтральной молекулы, последняя не будет иметь тенденции к ориентации, не будет возникать парамагнетизма. Мы увидим дальше, каким образом в случае, когда результирующий момент не равен нулю, наоборот, обнаруживается парамагнетизм и проявляется экспериментальный закон Кюри для изме-

нения слабого магнетизма температурой. Но я хочу прежде показать, каким образом подобная система молекул, обладающая или не обладающая результирующим моментом, изменится в момент возникновения внешнего магнитного поля, независимо от ориентации молекулы, как целого; как зарождается явление диамагнетизма — всеобщее свойство материи, которое, однако, становится видимым лишь тогда, когда результирующий момент молекулы равен нулю, и просто маскируется парамагнетизмом, гораздо более интенсивным, являющимся результатом ориентации молекул, если их результирующий момент не равен нулю.

С этой точки зрения вещество во всех своих формах диамагнитно а свойство парамагнетизма проявляется лишь в тех случаях, когда молекулы обладают симметрией, совместимой с существованием результирующего магнитного момента, иначе говоря, согласно идеям Кюри, симметрией цилиндра вращения. Молекулы с бо́льшей степенью симметрии будут чисто диамагнитными; однако *могут* быть парамагнитными и молекулы, обладающие симметрией группы, относящейся к группе цилиндра вращения.

Таким образом, выясняется глубокое различие между этими двумя категориями молекул, и то, что парамагнетизм, как только его возникновение становится возможным, полностью маскирует диамагнетизм, причем между этими двумя категориями не существует переходных состояний: все экспериментально найденные парамагнитные константы очень велики по сравнению с константами диамагнитными. Диссимметрия цилиндра вращения либо существует, либо не существует.

10. Определим вначале то, что мы будем называть *движением молекулы в целом*, поступательным или вращательным.

Здание молекулы будет содержать электроны по меньшей мере двух категорий, положительные и отрицательные, так как молекула электрически нейтральна.

Отношение заряда к массе $\frac{e}{m}$ будет изменяться от одной категории к другой.

Если x, y, z являются координатами электрона по отношению к осям, имеющим определенное направление в эфире, то центр тяжести молекулы O будет иметь координаты

$$a=\frac{\Sigma mx}{\Sigma m}, \quad b=\frac{\Sigma my}{\Sigma m}, \quad c=\frac{\Sigma mz}{\Sigma m},$$

и поступательное движение системы в целом будет иметь составляющие

$$\frac{da}{dt}, \quad \frac{db}{dt}, \quad \frac{dc}{dt}.$$

Кинетическая энергия, которая соответствует этому поступательному движению системы, будет, следовательно, равна

$$\frac{1}{2}\sum m\left[\left(\frac{da}{dt}\right)^2+\left(\frac{db}{dt}\right)^2+\left(\frac{dc}{dt}\right)^2\right].$$

Таким же образом, посредством вычисления общего момента количества движения электронов по отношению к центру тяжести, определяется вращательное движение системы и кинетическая энергия, соответствующая одной молекуле. Момент количества движения будет иметь в качестве составляющих L_x, L_y, L_z, определяемых посредством

$$L_z=\sum m\left(\xi\frac{d\eta}{dt}-\eta\frac{d\xi}{dt}\right),$$

полагая

$$\xi=x-a, \quad \eta=y-b, \quad \zeta=z-c.$$

Если I_{xx}, I_{xy}... являются моментами инерции молекулы, определяющими ее конфигурацию в данный момент относительно точки O,

$$I_{xx}=\Sigma m(\eta^2+\zeta^2), \quad I_{xy}=\Sigma m\zeta\eta,$$

то составляющие угловой скорости вращения системы ω_x, ω_y, ω_z определяются уравнениями, подобными следующим:

$$L_x=\omega_x I_{xx}+\omega_y I_{xy}+\omega_z I_{xz},$$

и кинетическая энергия этого вращения молекулы в целом составляет

$$\frac{1}{2}(\omega_x L_x + \omega_y L_y + \omega_z L_z).$$

Если никакая внешняя сила, никакое внешнее поле не будет воздействовать на молекулу, L_x, L_y, L_z останутся неизменными. Это необязательно будет так для частей количества движения, относящихся к различным родам электронов; если исходить из существования только двух родов, мы получим

$$L_z = L_{1z} + L_{2z}.$$

Результирующий магнитный момент, согласно уравнению (*) и известному выражению секториальной скорости, будет равен

$$M_z = M_{1z} + M_{2z} = \frac{1}{2}\Sigma e\left(\xi\frac{d\eta}{dt} - \eta\frac{d\xi}{dt}\right) = \frac{1}{2}\left[\left(\frac{e}{m}\right)_1 L_{1z} + \left(\frac{e}{m}\right)_2 L_{2z}\right].$$

Поскольку величины $\frac{e}{m}$ различны, M_z может изменяться, хотя L_z остается постоянной: молекула в своем вращательном движении может увлечь за собой свою магнитную ось.

Пусть X, Y, Z — составляющие той силы, с которой действуют на электрон, находящийся внутри молекулы, другие образующие ее электроны, при отсутствии какого-либо внешнего поля. Мы будем иметь, поскольку центр тяжести сохраняет в этих условиях равномерное движение:

$$m\frac{d^2\xi}{dt^2} = X,$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \sum\frac{e}{2m}(\xi Y - \eta X).$$

Если молекула имеет результирующий момент, равный нулю, или, в противоположном случае, если ее система в целом не имеет движения, и вследствие этого она в среднем сохраняет неизменную конфигурацию, а также постоянный по величине и направлению магнитный момент, второй член вышеуказанного равенства будет равен нулю.

Если, наоборот, та же самая молекула обладает результирующим моментом, неравным нулю, и находится во вращательном движении, составляющие момента должны изменяться со временем, и молекула должна слегка деформироваться по отношению к прежней конфигурации; тогда второй член приобретает значение, отличное от нуля. Из этого следует, что *магнитная* молекула, представляющая собой вращающуюся систему, должна иметь конфигурацию, в среднем слегка отличающуюся от той, которую она имеет в состоянии покоя или при равномерном поступательном движении.

Эта деформация позволяет ей увлекать за собой при вращении свою магнитную ось и делает возможным обмен количеством движения между различными категориями электронов; тогда L_{1z}, L_{2z} и, как следствие, M_z могут изменяться, несмотря на то, что L_z остается постоянным. Я говорю о слабой деформации, потому что движение системы, соответствующее тепловому возбуждению, обычно бывает очень медленным по сравнению с внутренним возбуждением электронов, входящих в состав молекулы.

II. ДЕЙСТВИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ. ДИАМАГНЕТИЗМ

11. Преобразование, возникающее в системе молекул, содержащей элементарные токи, при наложении магнитного поля, внешнего по отношению к тому, которое образуют эти токи, не зависит, как мы увидим, от того, каким способом достигается это наложение: будь то посредством создания поля в районе, занятом молекулами, или посредством их перемещения в постоянное магнитное поле.

В этом последнем случае изменение обязано своим происхождением электромагнитным силам, которые возникают при перемещении электронов в магнитном поле, силам всегда перпендикулярным направлению скорости и вследствие этого неспособным произвести какую-либо работу, но могущим вызвать обмен энергией между движением молекулы как целого (вращательным или поступательным) и входящими в ее состав элементарными токами. В противоположном случае, когда предполагается, что молекула неподвижна и создается поле, работа, необходимая для преобразования элемен-

тарных токов, выполняется электрическими силами индукции. Они возникают при создании поля в соответствии с уравнением Герца, хотя Томсон не допускает их вмешательства, а Фохт принимает их в расчет неполностью.

Если действие смещения молекул будет таким же, как действие возникновения поля, состояние системы в данный момент будет таким, как если бы поле было образовано в то время, когда молекулы находились в своем настоящем положении. *Свойство диамагнетизма, приобретенное в момент создания поля, будет продолжать существовать вопреки движению системы молекул, в случае, если это движение не преобразуется внешним полем, т. е. если результирующий момент каждой молекулы равен нулю, если нет парамагнетизма.*

12. Чтобы доказать это для общего случая, рассмотрим элемент объема изотропной среды, состоящий из идентичных молекул, ориентации которых равномерно распределены по всем направлениям. Найдем, каково с точки зрения магнитного момента этого элемента действие всех электронов одного рода, с зарядом e, массой m, например, катодных корпускул, содержащихся во всех молекулах.

Отнесем систему к осям некоторого устойчивого по отношению к эфиру направления, но начала координат будем считать совпадающими в каждое данное мгновение с центром тяжести совокупности рассматриваемых электронов, что предполагает, если наши Σ представляют собой суммы, охватывающие все эти электроны,

$$\Sigma x = \Sigma y = \Sigma z = 0,$$

и, как следствие принятой изотропности,

$$\Sigma xy = \Sigma yz = \Sigma zx = 0.$$

Этот центр тяжести сможет обладать движением, которое будет поступательным движением совокупности элемента объема (при составляющих скоростях u, v, w), так, что абсолютная скорость отдельного электрона по отношению к эфиру будет равна

$$u + \frac{dx}{dt}, \qquad v + \frac{dy}{dt}, \qquad w + \frac{dz}{dt}.$$

Предположим кроме того, что на рассматриваемые электроны, находящиеся в одной и той же молекуле, действуют, помимо внешних полей, силы X, Y, Z внутримолекулярного происхождения, определяемые конфигурацией молекулы. Обозначим, как и выше, через abc координаты центра тяжести такой молекулы. Получим, очевидно, ввиду равномерного распределения молекул в элементе объема,

$$\Sigma a = \Sigma b = \Sigma c = 0, \qquad \Sigma ab = \Sigma bc = \Sigma ca = 0.$$

Расстояние ρ одного электрона от центра тяжести будет иметь составляющие

$$\xi = x - a, \qquad \eta = y - b, \qquad \zeta = z - c$$

с очевидными соотношениями

$$\Sigma\xi = \Sigma\eta = \Sigma\zeta = \Sigma\xi\eta = \Sigma\eta\zeta = \Sigma\zeta\xi = 0;$$

кроме того, примем:

$$\Sigma\xi^2 = \Sigma\eta^2 = \Sigma\zeta^2 = \frac{1}{2} = \frac{n\overline{r^2}}{2},$$

если n — общее число рассматриваемых электронов и $\overline{r^2}$ — средний квадрат радиуса гироскопического движения совокупности электронов молекулы по отношению к оси, проходящей через центр тяжести.

Секториальная скорость электрона на его орбите по отношению к центру тяжести имеет составляющую в направлении OZ:

$$A_z = \frac{1}{2}\left(\xi\frac{d\eta}{dt} - \eta\frac{d\xi}{dt}\right),$$

и общий магнитный момент в этом направлении составляет

$$M_z = \Sigma e A_z = \frac{e}{2}\Sigma\left(\xi\frac{d\eta}{dt} - \eta\frac{d\xi}{dt}\right).$$

Найдем изменение этого магнитного момента в зависимости от времени:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{e}{2} \Sigma \left(\xi \frac{d^2\eta}{dt^2} - \eta \frac{d^2\xi}{dt^2} \right).$$

Если E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z являются составляющими электрического и магнитного полей, возникших вследствие причин, внешних по отношению к рассматриваемому элементу объема, мы будем иметь для движения этого электрона уравнения

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} = X + eE_x + eH_z \left(v + \frac{dy}{dt} \right) - eH_y \left(w + \frac{dz}{dt} \right) - m \frac{d^2a}{dt^2} - m \frac{du}{dt};$$

$$m \frac{d^2\eta}{dt^2} = Y + eE_y + eH_x \left(w + \frac{dz}{dt} \right) - eH_z \left(u + \frac{dx}{dt} \right) - m \frac{d^2b}{dt^2} - m \frac{dv}{dt}.$$

Внешние поля будут медленно изменяться в пространстве, окружающем элемент объема, поэтому можно разложить поля вблизи начала координат в ряд Тейлора, ограничившись членами первого порядка.

Например:

$$E_x = E_{0x} + x \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} \right)_0 + y \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} \right)_0 + z \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} \right)_0.$$

Вычислим $\frac{dM_z}{dt}$, принимая в расчет вышеуказанные суммы, которые равны нулю в любое мгновение, и положив

$$\left(\frac{dM_z}{dt} \right)_0 = \frac{e}{2m} \Sigma (\xi y - \eta x);$$

для члена, представляющего изменение магнитного момента, возникшего под влиянием внутренних сил, независимо от внешних полей, получим

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{e^2}{4m} \left\{ I \left[\left(\frac{\partial E_y}{\partial x} \right)_0 - \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} \right)_0 \right] + wI \left[\left(\frac{\partial H_x}{\partial x} \right)_0 + \left(\frac{\partial H_y}{\partial y} \right)_0 \right] - \right.$$

$$\left. - I \left[u \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right)_0 + v \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right)_0 \right] - H_{0z} \frac{dI}{dt} \right\} + \left(\frac{dM_z}{\partial t} \right)_0.$$

Но мы имеем, согласно уравнениям электромагнитного поля

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{\partial H_z}{\partial t},$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \qquad (1)$$

При подстановке получим, опуская нулевые индексы,

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{e^2}{4m}\left[I\left(\frac{\partial H_z}{\partial t} + u\frac{\partial H_z}{\partial x} + v\frac{\partial H_z}{\partial y} + w\frac{\partial H_z}{\partial z}\right) + H_z\frac{dI}{dt}\right] + \left(\frac{dM_z}{dt}\right)_0.$$

Но

$$\frac{\partial H_z}{dt} + u\frac{\partial H_z}{\partial x} + v\frac{\partial H_z}{\partial y} + w\frac{\partial H_z}{\partial z} = \frac{dH_z}{dt}.$$

Эта последняя производная берется с учетом перемещения элемента объема. Тогда остается

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{e^2}{4m}\frac{d(H_zI)}{dt} + \left(\frac{\partial M_z}{dt}\right)_0. \qquad (2)$$

Интегрируя по t и обозначая через ΔM_z увеличение M_z от исходного момента, когда H_z равно нулю, до того мгновения, когда поле равно H, мы приходим просто к изменению, происходящему под действием внешнего поля. Только это поле существует для совокупности электронов, если элемент объема не обладает начальным магнитным моментом, т. е. если он не представляет собой магнита, созданного вращением электронов внутри элемента объема:

$$\Delta M_z = -\frac{e^2}{4m}HI; \qquad (3)$$

при этом неважно, создано ли внешнее поле преобразованием системы, производящей поле, или перемещением элемента объема.

Другие категории электронов дадут такие же выражения и с *тем же знаком*.

В результате, в среднем для возрастания магнитного момента *одного* элементарного тока получается

$$\Delta M = -\frac{He^2}{4m}\bar{r}^2. \qquad (4)$$

Знак «—» соответствует моменту, направление которого противоположно внешнему полю, иначе говоря диамагнитному преобразованию системы, поскольку все другие факторы, кроме H, являются обязательно положительными. *Таким образом, всякое вещество обладает диамагнетизмом, независимо от того, равен ли начальный результирующий момент ее молекул нулю или нет.*

13. Если этот первоначальный момент равен нулю, то в дальнейшем никакого изменения не произойдет, и вещество будет чисто диамагнитным, так как взаимные соударения молекул, с вмешательством которых мы не встречались до сих пор, потому что имели дело лишь с внутренними воздействиями на электроны, ничего не изменят в состоянии системы. В самом деле, если момент каждой молекулы равен нулю, образование внешнего поля не изменит ее движения как целого, и взаимные соударения будут происходить точно так же, как происходили до того, причем диамагнитные преобразования всегда будут чрезвычайно слабы, как мы это увидим дальше. Итак, если вещество находится в тепловом равновесии, эти соударения никак не изменят среднего распределения электронов. Общее количество движения электронов каждого рода сохранится в соударениях, вследствие чего будет сохраняться и диамагнитный момент.

Более того, поскольку ни у одной молекулы не изменится движение системы, за диамагнитным изменением не последует никакого изменения температуры. Мы увидим, что и обратно, в соответствии с принципами термодинамики, температура не влияет на диамагнитные константы.

Можно еще следующим образом доказать устойчивость диамагнетизма, несмотря на соударения между молекулами. Основная формула (2) обязательно *предполагает, что оси координат сохраняют свое направление по отношению к эфиру*, но мы ни в какой мере не исключили из доказательства этой формулы возможности вращательного движения элемента объема как целого, или возможности ускорения этого вращательного движения, так же как и поступательного u, v, w. *Каково бы ни было движение элемента объема, как целого, его*

диамагнитное состояние определяется в каждое мгновение его положением по отношению к полю.

Точно такое же доказательство можно применить в случае единичной молекулы, имеющей абсолютно произвольное движение и содержащей (что вполне вероятно, судя по сложности спектров) достаточно большое число электронов, чтобы для нее в каждое мгновение выполнялось условие равенства нулю вышеуказанных сумм. Диамагнитное состояние этой молекулы, *изменение* ΔM, происходящее под действием внешнего поля, не зависит в каждый данный момент ни от чего, кроме положения, занимаемого в это время молекулой по отношению к полю, каковы бы ни были ранее испытанные ею соударения.

Я не принял в расчет в предыдущем изложении внутренних сил, которые могут явиться результатом самого диамагнитного преобразования. Было бы важно, но довольно трудно, я думаю, учесть их вмешательство. Мне кажется, они не должны заметно изменить предыдущие результаты: серьезным аргументом в пользу этого является результат (п. 21), который я считаю возможным обобщить. Согласно этому результату, диамагнитное преобразование, в среднем по крайней мере, будет соответствовать лишь изменению скорости электронов без деформации орбит, изменению интенсивности элементарных токов без относительного смещения пробегаемых ими окружностей. Это отсутствие в среднем деформации молекулы в результате диамагнитного преобразования позволяет пренебречь внутренними реакциями, которые оно производит.

Если единица объема содержит N одинаковых электронов, то соответствующая диамагнитная восприимчивость будет

$$k = \frac{Ne}{4m}\bar{r}^2 = \frac{\rho}{4}\left(\frac{e}{m}\right)^2\bar{r}^2,$$

если ρ означает массу электронов в единице объема. Мы видим, что полученный результат содержит в качестве множителя квадрат отношения $\frac{e}{m}$, и если, как все заставляет предполагать, это отношение по меньшей мере в тысячу раз больше для отрицательных электронов, или катодных корпускул, чем для положительных, то именно

первые, имеющиеся во всяком веществе, будут играть главную роль в возникновении диамагнетизма.

14. Все электроны, содержащиеся в молекуле, должны принимать участие в возникновении диамагнетизма, причем их внутримолекулярные движения чрезвычайно мало зависят от температуры, как это, по-видимому, хорошо подтверждается постоянством спектральных линий: слабое возмущение системы, которое соответствует тепловым явлениям, не изменяет внутреннего состояния системы. *Из этого следует, что диамагнитная константа должна очень мало изменяться с температурой в соответствии с экспериментальным результатом Кюри.* Кроме того, согласно другому результату Кюри, диамагнитная константа, по-видимому, не зависит от физического или химического состояния тела. Вышеуказанное представление явно делает диамагнетизм свойством атома, как такового [4].

Исключение, представляемое твердым висмутом, диамагнитная константа которого уменьшается почти линейно, когда температура повышается, связано, быть может, как предположил Дж. Дж. Томсон [1], с присутствием в металле свободных катодных корпускул, сообщающих ему электропроводность. Внешнее магнитное поле искривляет пути их свободного пробега, особенно длинные у висмута, что приводит к возникновению диамагнетизма.

Здесь действует механизм, совершенно отличный от обычного воздействия на электроны, движущиеся по замкнутым орбитам внутри молекул, и температура может оказать влияние на изменение скорости свободных электронов, а также на изменение их свободных пробегов и их числа [5].

15. Если замкнутые орбиты предполагаются круговыми и если обозначить через r_1 их средний квадратичный радиус, то легко доказать, что

$$\overline{r^2} = \frac{r_1^2}{3} \; [^6],$$

[1] J. J. Thomson. Rapports du Congrès international, t. III, 1900, p. 148.

откуда для диамагнитной восприимчивости, создаваемой отрицательными электронами:

$$k = \frac{\rho}{12}\left(\frac{e}{m}\right)^2 r_1^2.$$

В случае воды, диамагнитная константа которой равна $0{,}8 \cdot 10^{-6}$ [7], плотность ρ отрицательных электронов, составляющих лишь часть молекулы, оказывается меньше единицы, но, вероятно, значительно больше, чем $\frac{1}{2000}$ — отношение массы отрицательного электрона к массе атома водорода. Отношение $\frac{e}{m}$, впрочем, известно и равно $1{,}8 \cdot 10^7$. Отсюда можно вывести нижнюю и верхнюю границы для среднего квадратичного радиуса r_1:

$$2 \cdot 10^{-10} < r_1 < 10^{-8},$$

результат полностью совпадающий с тем, что мы знаем о молекулярных величинах. Известно из других источников, что радиус молекул немногим больше чем 10^{-8}, последние могут содержать орбиты со средним радиусом r_1. *Таким образом, малыми размерами среднего радиуса r_1, обязательно меньшего, чем размеры молекул, объясняется малая величина диамагнитных эффектов* [8].

16. До сих пор мы не видели никакого проявления парамагнетизма; если не принимать в расчет взаимных воздействий молекул или в момент их соударений, как в случае газов, или благодаря их близости в более плотных средах, то *даже если молекула обладает результирующим моментом, не проявляется ничего, кроме явления диамагнетизма, показанного выше. Первоначальный эффект при создании внешнего магнитного поля состоит во всех случаях в диамагнитной поляризации вещества.*

Но в противоположность тому, что происходит с чисто диамагнитными телами, кинетическая энергия молекулы в целом с результирующим моментом, не равным нулю, изменяется под действием магнитного поля, причем в результате этого в элементе объема не возникает никакого первоначального парамагнетизма. Живая сила

некоторых молекул возрастет, а других — уменьшится. *Это означает, что тепловое равновесие будет нарушено, и последующие соударения повлекут за собой перестройку, которая уравняет средние кинетические энергии во всех ориентациях и тогда проявится магнитный момент совокупности. В самом деле, как мы увидим дальше* (п. 37), *результатом этой перестройки, согласно теории газов, будет то, что направления, соответствующие наименьшей потенциальной энергии, т. е. те, при которых магнитный момент параллелен внешнему полю, окажутся господствующими. Следовательно, возникновение парамагнетизма, в противоположность диамагнетизму, не происходит немедленно, по крайней мере в случае газов, где взаимное воздействие молекул проявляется лишь в момент соударений*, а эти взаимные воздействия необходимы для возникновения парамагнетизма.

Перераспределение кинетических энергий происходит в случае газов в отрезок времени того порядка, который Максвелл называет *временем релаксации* [1], время, необходимое для того, чтобы вследствие соударений между молекулами в газе исчезло любое местное возмущение (нарушающее обычный порядок распределения частиц). Это время релаксации порядка 10^{-10} *сек*, так что практически парамагнетизм возникает мгновенно. Тем более, что мы не умеем создавать постоянные магнитные поля в отрезок времени такого порядка [10].

Понятно также, каким образом магнитные свойства могут исчезнуть, когда дело касается очень быстрых электромагнитных колебаний, которые не оставляют времени для осуществления перестройки, этого особого вида торможения. Диамагнетизм должен существовать; мало того, только он и существует в этом случае для обычных магнитных тел, но он слишком слаб, чтобы его можно было заметить.

Наконец, в противоположность тому, что происходит в случае диамагнетизма, результатом перестройки является изменение средней температуры магнитной среды. Из этого можно сделать вывод, применяя принцип Карно, что температура должна изменять магнитные свойства, тогда как на диамагнетизм она не влияет. Таковы, по

---

[1] L. Boltzmann. Théorie des gaz, Trad. Galotti, 1902, t. I, p. 155 [9].

крайней мере с качественной стороны, законы Кюри. Мы уточним это дальше (п. 37).

17. Заметим, наконец, что основной результат п. 12 поддается очень простому объяснению, которое уточнится в дальнейшем. Выражение

$$\Delta M = -\frac{He^2}{4m}\overline{r^2},$$

если речь идет о круговой орбите, можно написать так:

$$\Delta M = -\frac{He^2 S}{4\pi m} = -\frac{e^2}{4\pi m} HS.$$

Изменение магнитного момента элементарного тока определяется потоком магнитной индукции HS, создаваемой внешним полем. *Это именно тот результат, которого можно достичь, просто применив к особому току элементарные законы индукции для обычных контуров*, если предположить, что он имеет сопротивление, равное нулю, и что ему присуща самоиндукция L. Если обозначить ток буквой i, уравнение индукции даст

$$\frac{dLi}{dt} = -\frac{dHS}{dt}, \quad \Delta Li = -HS.$$

Итак

$$\Delta M = \Delta Si = -\frac{e^2}{4\pi m} HS.$$

Достаточно принять

$$\frac{e^2}{4\pi m} Li = Si,$$

$$\frac{S}{L} = \frac{e^2}{4\pi m}, \quad L = \frac{4\pi^2 r^2 m}{e^2}. \tag{5}$$

Эта кажущаяся самоиндукция, обусловленная инерцией электрона, отождествится, как мы увидим, с настоящей самоиндукцией, соответствующей магнитному полю, создаваемому элементарным током лишь в том случае, если инерция электрона вся целиком имеет электромагнитное происхождение.

III. ТЕОРИЯ ВЕБЕРА И ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ИНЕРЦИЯ

18. Известно, что Вебер предложил [11] объяснять диамагнетизм наличием замкнутых контуров нулевого сопротивления, таких, следовательно, что в момент наложения внешнего поля эти контуры являются носителями индуцированного тока, диамагнитного, согласно закону Ленца, определяемого тем условием что поток, пронизывающий контур, не претерпевает никаких изменений.

Элементарные токи, рассматриваемые нами, в общем аналогичны токам Вебера и позволяют объяснить одновременно как парамагнетизм, посредством их меняющейся ориентации, так и диамагнетизм, с помощью явлений индукции, носителями которой они являются. Но изменение магнитного момента, происходящее, как мы установили, при наложении внешнего поля H,

$$\Delta M = -\frac{He^2}{4m}\overline{r^2}$$

ни в какой мере не связано с постоянством потока, пронизывающего орбиту. Возникновение поля H приводит к увеличению потока HS, обязанного своим происхождением системе, создавшей поле; чтобы найти общее изменение потока, нужно учесть истинную самоиндукцию элементарного тока L', отличающуюся от кажущейся самоиндукции L, о которой только и шла речь до сих пор (п. 17).

Эта истинная самоиндукция соответствует энергии магнитного поля, создаваемого электроном во время его перемещения, энергии, пропорциональной квадрату поля, это значит — квадрату скорости или интенсивности элементарного тока, и имеющей значение $\frac{1}{2} L'i^2$.

Предположим для простоты, что электрон равномерно движется по круговой орбите радиуса r, пробегая ее за период τ. Магнитная энергия, пропорциональная квадрату скорости, пока последняя не близка к скорости света, должна возникать в момент изменения скорости и поэтому представляет собой хотя бы часть энергии $\frac{1}{2} mv^2$, затрачиваемой на приведение электрона в движение. Пусть ρ отношение этих двух энергий; оно равно 1, если вся энергия электро-

магнитного происхождения; мы получаем,

$$\frac{1}{2}L'i^2 = \rho\cdot\frac{1}{2}mv^2.$$

Поток самоиндукции, который пересекает орбиту, равен $L'i$:

$$L'i = \frac{\rho m v^2}{i}.$$

Так как

$$v = \frac{2\pi r}{\tau} \text{ и } i = \frac{e}{\tau},$$

$$L'i = \frac{4\pi^2 r^2 \rho m}{e\tau} = \frac{4\pi\rho m}{e^2} M.$$

Когда магнитный момент меняется под влиянием наложения внешнего магнитного поля H, то, как мы видели,

$$\Delta M = -\frac{He^2}{4m}\overline{r^2}.$$

Поэтому

$$\Delta L'i = -\rho H\pi r^2 = -\rho HS.$$

Общее изменение потока, пронизывающего элементарный ток, составляет таким образом

$$\Delta\varphi = HS + \Delta L'i = (1-\rho)\,HS.$$

Это изменение равно нулю в соответствии с гипотезой Вебера, если ρ равно 1, иначе говоря — если инерция электрона вся целиком электромагнитного происхождения. Замечательно, что эта концепция Вебера для объяснения диамагнетизма заключает в себе, правда, достаточно косвенное, объяснение электромагнитной природы инерции.

Кажущаяся самоиндукция кинетического происхождения совпадает в таком случае с настоящей самоиндукцией, имеющей магнитную природу, и получается

$$L = L' = \frac{4\pi^2 r^2 m}{e^2}.$$

19. Легко показать, что диамагнитное преобразование соответствует лишь незначительному изменению магнитного момента элементарного тока.

Мы видели в самом деле, что проекция этого магнитного момента на направление поля имеет значение:

$$M = \frac{eS}{\tau},$$

и что *вследствие изменения поля* он претерпевает изменение:

$$\Delta M = -\frac{He^2}{4m} \cdot \bar{r}^2.$$

Мы имеем в среднем, в случае проекций круговых орбит, средний квадратичный радиус r_1:

$$\bar{r}^2 = \frac{r_1^2}{3}, \quad S = \frac{\pi r_1^2}{2}.$$

Относительное изменение магнитного момента составляет

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{H\tau}{6\pi} \frac{e}{m},$$

где $\frac{e}{m}$ — величина порядка 10^7 для отрицательных электронов и еще того меньше для положительных, τ — порядка периода световых колебаний, т. е. 10^{-15}, отсюда H должно быть порядка 10^9 для того, чтобы $\frac{\Delta M}{M}$ приближалось к единице.

Из этого следует, что *наиболее интенсивные магнитные поля, какие мы умеем создавать (всегда меньше 10^5), могут изменить магнитный момент элементарных токов лишь менее, чем на одну десятитысячную.*

20. Как магнитный момент элементарного тока, так и его средняя сила (равная e/τ, поскольку каждый участок орбиты *один раз* пересекается зарядом e за время полного оборота τ) очень мало меняются при наложении внешних магнитных полей, которые мы умеем создавать. Мы увидим дальше (п. 33), что в случае кругового тока, возникающего под действием центральной силы, радиус орбиты не меняется

при наложении поля. Меняется один только период τ, как и средняя сила тока e/τ и момент eS/τ, на величину, равную, самое большее, одной десятитысячной своего значения. *Это изменение периода в точности соответствует явлению Зеемана, которое очень мало меняет, как известно, период световых колебаний, даже в наиболее интенсивных полях. Таким образом, явление Зеемана, оказывается связанным с возникновением диамагнетизма и позволяет показать его относительно малое значение.*

Из этого следует, что перемещения элементарных токов можно рассматривать во всех экспериментальных случаях, как происходящие практически без изменения их силы, и что с этой точки зрения не имеет смысла устанавливать различие между явлениями индукции, порождаемыми перемещением постоянных токов или магнитов.

IV. ЯВЛЕНИЕ ЗЕЕМАНА

21. Лорентц[1] показал, каким образом теория электронов позволяет предвидеть явление Зеемана в случае, когда корпускула, создающая элементарный ток, тяготеет к центру, притягивающему ее с силой пропорциональной расстоянию, т. е. в случае, когда система обладает периодом, не зависящим от начальных условий движения. Лармор[2], при том же ограничении, т. е. при наличии системы, обладающей периодами, не зависящими от начальных условий, получил явление Зеемана для совокупности идентичных электронов. Замечательно, что наши результаты, касающиеся диамагнетизма, с которым тесно связано явление Зеемана, позволяют исключить это ограничение и получить под действием магнитного поля, по крайней мере для круговой орбиты, изменение периода, не зависящее от силы, удерживающей электрон на его орбите.

Пусть ω угловая скорость $2\pi/\tau$, с какой электрон пробегает орбиту, имеющую радиус r, под действием центра силы притяжения

---

[1] H. A. Lorentz. Rapports du Congrès international, t. III, 1900, p. 2.
[2] J. Larmor. Phil. Mag., t. XLIV, 1897, p. 503.

$f(r)$. При отсутствии магнитного поля равенство силы притяжения и центробежной силы дает

$$f(r) = m\omega^2 r.$$

Если медленно, по сравнению с периодом τ, наложить магнитное поле H, перпендикулярное к плоскости орбиты (а мы видим, что это условие медленности всегда выполняется), симметрия явления уже предполагает, что орбита останется круговой. Кроме того, мы увидим, что ее радиус не меняется; значит она останется круговой, даже если условие медленности не будет выполнено, и если действие электрического поля, созданного в момент наложения магнитного поля, выразится посредством тангенциальной силы.

Предположим в общем случае, что радиус меняется на Δr, а угловая скорость на $\Delta\omega$; к двум силам, рассмотренным нами ранее, добавится сила, также радиальная, созданная перемещением электрона в магнитном поле и имеющая значение $Hev = He\omega r$. Поскольку мы считаем, что поле совпадает по направлению с магнитным моментом элементарного тока, уравнение движения примет такой вид:

$$f(r + \Delta r) = m(\omega + \Delta\omega)^2 (r + \Delta r) + He\omega r, \tag{6}$$

или, сохраняя только члены первого порядка:

$$\begin{gathered} f(r)\,\Delta r = 2m\omega r\Delta\omega + m\omega^2\Delta r + He\omega r, \\ [f(r) - m\omega^2]\,\Delta r = 2m\omega r\Delta\omega + He\omega r. \end{gathered} \tag{7}$$

С другой стороны, секториальная скорость равна $\frac{\omega r^2}{2}$ и вышеустановленное диамагнитное преобразование дает нам

$$\begin{gathered} \Delta A = \Delta\frac{\omega r^2}{2} = -\frac{He}{4m}r^2, \\ r^2\Delta\omega + 2\omega r\Delta r = -\frac{He}{2m}r^2. \\ -4m\omega^2\Delta r = 2m\omega r\Delta\omega + He\omega r. \end{gathered} \tag{8}$$

Вычтя из (7), получим

$$[f'(r) + 3m\omega^2]\Delta r = 0,$$

что ведет к условию:

$$\Delta r = 0, \quad \Delta\omega = -\frac{He}{2m},$$

если только сила не удовлетворяет совсем особому условию:

$$f'(r) = -3m\omega^2,$$

что, в соединении с условием кругового движения

$$f(r) = m\omega^2 r,$$

дает

$$\frac{f'}{f} = -\frac{3}{r},$$

откуда

$$f = \frac{k}{r^3}.$$

Следовательно, если только сила притяжения не меняется строго обратно пропорционально кубу расстояния, мы получим изменение радиуса орбиты, равное нулю, и изменение угловой скорости $-\frac{He}{2m}$, не зависящее от условий движения, скорости или радиуса, в точности то самое, какое предусматривает обычная теория явления Зеемана.

Таким образом, достигается возможное обобщение важной теоремы Лармора. Этот автор показал, что уравнения движения системы электронов, предполагая, что все они идентичны, сохраняют в присутствии магнитного поля *ту же форму*, как и при отсутствии этого поля. Если отнести теперь это движение к осям, вращающимся вокруг направления магнитного поля с угловой скоростью $-\frac{He}{2m}$, то результатом будет изменение частоты излучения $-\frac{He}{4\pi m}$, испускаемого системой в *неподвижный эфир, но лишь при условии, что периоды вращения при движении относительно подвижных осей сохраняют ту же величину, какую они имели до наложения магнитного поля* при движении относительно неподвижных осей. Это будет иметь место, если периоды, как и в случае упругой системы, независимы от начальных условий движения, что происходит в очень

редких случаях, хотя и считается обычным. Но мы только что установили, что *тот же результат получится в случае произвольного закона взаимодействия, так как электрические силы, создаваемые индукцией в момент наложения магнитного поля, изменяют скорости электронов таким образом, чтобы они имели по отношению к подвижным осям как раз ту величину, какую они имели по отношению к неподвижным осям*, поскольку начальные условия, так же как и форма дифференциальных уравнений, не изменились.

Конфигурация системы (здесь — радиус орбиты) осталась неизменной, и она просто вращается вся целиком вокруг направления магнитного поля. Изменились только абсолютные скорости электронов и, как следствие этого, сила элементарных токов, но не их форма.

Отсутствие изменения формы орбиты приводит к уподоблению элементарных токов недеформирующимся токам, где может меняться только сила. Они имеют сопротивление, равное нулю, если пренебречь очень слабым торможением, которое вызывается излучением, обусловленным центростремительным ускорением, необходимым для удержания электрона на его орбите. Эта причина торможения, если она ощутима, вероятно компенсируется излучением, идущим извне, по крайней мере в случае, когда молекула находится в тепловом равновесии со средой.

Более того, если принять, что инерция электронов целиком электромагнитного происхождения, их живая сила является не чем иным, как энергией самоиндукции контура, и обмены энергией с внешней средой соответствуют просто изменениям этой энергии. Самоиндукция контура относительно чрезвычайно велика, так как изменения интенсивности элементарных токов всегда очень малы, даже в наиболее сильных полях. Она будет иметь величину, согласно (п. 17),

$$L = \frac{4\pi^2 r^2 m}{e^2}.$$

Итак, если рассматривать электрон как заряженный шар, с радиусом a, то мы получим для его электромагнитной массы при малых ско-

ростях:

$$m = \frac{2e^2}{3a},$$

$$L = \frac{8\pi^2 r^2}{3a},$$

где a равно приблизительно 10^{-13} *см* [1].

Для двух одинаковых контуров, перпендикуляры к которым образуют углы θ и θ' с соединяющей их прямой, причем конечное расстояние между контурами R будет велико по сравнению с размерами молекул, мы получим коэффициент взаимной индукции:

$$M = 8\pi^2 \frac{r^4}{R^3}\left(\cos\theta\cos\theta' - \frac{1}{2}\sin\theta\sin\theta'\right),$$

т. е. его максимальное значение:

$$M = \frac{8\pi^2 r^4}{R^3},$$

$$\frac{L}{M} = \frac{R^3}{ar^2} > 10^{29} R^3,$$

причем r, как мы видели, меньше 10^{-8}. Это говорит о чрезвычайно большом значении L по сравнению с M.

22. Наконец, я настаиваю на том, что *явление Зеемана представляет собой один из видов диамагнитного процесса*. Возможность того, что свойство диамагнетизма, как и сам эффект Зеемана, является общим свойством вещества и просто маскируется возникающим парамагнетизмом (когда он налицо) и происходящим от совершенно иной причины, ясно вытекает из предыдущего. Эту возможность предвидел уже Кюри [2] в результате работ по исследованию изменений магнетизма в зависимости от температуры.

Общий характер явления Зеемана служит, таким образом, косвенным доказательством общего характера явлений диамагнетизма.

---

[1] P. Langevin. Ann. Chim. Phys., 7-e sér., t. XXVIII, 1903, p. 357 и в настоящем томе, стр. 70.

[1] P. Curie. Ann. Phys. Chim., t. V, 1895, p. 399 (примечание).

В частности, диамагнетизм железа, в целом обладающего столь сильным магнетизмом, доказывается тем фактом, что для некоторых лучей, испускаемых железом, наблюдается явление Зеемана.

V. МАГНИТНАЯ ЭНЕРГИЯ

23. Постараемся рассчитать расход энергии, необходимой, чтобы произвести диамагнитное изменение, например, в случае, когда наблюдаемая молекула неподвижна в момент наложения магнитного поля H. Магнитная сила, перпендикулярная перемещению, не производит никакой работы; электрическая сила E_x, E_y, E_z при перемещении по орбите dx, dy, dz производит работу:

$$e\,(E_x dx + E_y dy + E_z dz)\cdot$$

За время полного оборота τ порядка 10^{-15} *сек*, чрезвычайно короткого в сравнении с продолжительностью наложения поля, создаваемого токами или перемещением магнитов, E_x, E_y, E_z не будут заметно меняться. Можно рассчитать работу, произведенную по длине всей орбиты, применив теорему Стокса:

$$\cdot e\int (E_x dx + E_y dy + E_z dz) = e\int \Sigma_y \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y}\right) dS,$$

поскольку второй интеграл распространяется на всю поверхность орбиты, а y является направляющим косинусом по отношению к оси z, перпендикулярной к элементу dS' поверхности, ограниченной орбитой. Условие медленности наложения поля, впрочем, всегда соблюдавшееся ранее при измерениях магнитных констант, становится излишним в случае одновременного наблюдения большого количества молекул, в которых находятся электроны, занимающие в одно и то же мгновение все возможные положения на соответствующих орбитах.

Уравнение индукции (1) дает для работы, произведенной в отрезок времени τ, равный одному периоду $\left(\text{поскольку } S \text{ является проекцией орбиты на плоскость, перпендикулярную к } \frac{dH}{dt}\right)$:

$$-eS\frac{dH}{dt}.$$

За отрезок времени dt:

$$-\frac{eS}{\tau}\frac{dH}{dt}dt=-MdH,$$

и в продолжение всего времени наложения поля H:

$$W=-\int\frac{eS}{\tau}dH=-\int MdH, \tag{9}$$

если M — магнитный момент элементарного тока в направлении dH.

Эта работа, выполняемая во время создания поля H током, который его вызывает, или перемещаемым магнитом, превращается в кинетическую или потенциальную энергию электрона, создающего элементарный ток. *Она представляет собой потенциальную энергию элементарного тока и поля H.*

Передача энергии элементарному току неотъемлемо связана с диамагнитным процессом; это две стороны одного и того же явления.

24. Если первоначальный магнитный момент элементарного тока при отсутствии внешнего поля равен M_0, то при наличии поля H он будет

$$M_0+\Delta M=M_0-\frac{e^2\bar{r}^2}{4m}H,$$

откуда

$$W=M_0H-\frac{e^2\bar{r}^2}{8m}H^2.$$

А для всей молекулы в целом с результирующим моментом M:

$$W=MH-H^2\Sigma\frac{e^2\bar{r}^2}{8m}.$$

Если важную роль играют одни только отрицательные электроны:

$$W=MH-\left(\frac{e}{m}\right)^2\frac{I}{8}H^2,$$

при этом I является моментом инерции отрицательных электронов, содержащихся в молекуле, взятым по отношению к центральной оси параллельной полю.

Если тело является чисто диамагнитным, M равно нулю, и мы имеем просто

$$W = -\left(\frac{e}{m}\right)^2 \cdot \frac{I}{8} H^2;$$

эта энергия выступает на сцену при явлении чистого диамагнитизма, она всегда накладывается на ту, которую мы будем наблюдать в случае парамагнитных тел, но она всегда остается малой по сравнению с этой последней.

25. Таким образом, в выражении взаимной потенциальной энергии элементарного тока и внешнего поля можно, в первом приближении, когда дело касается чисто диамагнитных тел, рассматривать M как постоянную величину и написать:

$$W = -MH.$$

Эта скалярная величина, взятая со знаком обратным двум векторам, представляющим магнитный момент элементарного тока и внешнее поле, равна энергии, накапливающейся во время наложения поля в виде потенциальной и кинетической энергии электрона, движение которого создает элементарный ток.

26. Эта энергия должна быть восстановлена в тот момент, когда каким-либо способом (уничтожением поля или перемещением молекулы) достигается исчезновение внешнего поля, пронизывающего элементарный ток.

Когда диамагнитный процесс не является больше результатом наложения поля H, но вызывается вращательным или поступательным движением молекулы, внешнее поле перестает совершать работу $-MH$ над элементарным током, так как электромагнитная сила, действующая на движущийся электрон, перпендикулярна к скорости. В этом случае работа выполняется кинетической энергией вращательного или поступательного движения молекулы в целом, это значит — энергией теплового возбуждения, если перед нами моле-

кула газа, не связанная ни с какой другой молекулой. Работа может выполняться также посредством взаимодействия молекул, т. е. за счет внешних сил, которые производят перемещение молекул, например в случае, когда мы имеем дело с магнитами, при отсутствии какого-либо другого источника энергии. Прямое вычисление всегда подтверждает это предположение.

27. Известно, что в случае индукции посредством относительного перемещения двух недеформирующихся токов силы i и i', обладающих взаимной индукцией M, оба тока посредством индуктивных электродвижущих сил создают *каждый* одинаковую энергию $ii'dM$, либо получают энергию $ii'dM$. Одна из этих равных частей заимствуется от воздействия, которое производит перемещение (работа $ii'dM$ электромагнитных сил), а вторая — от уменьшения энергии, накопившейся во всем магнитном поле в целом.

Это так же правильно в отношении обыкновенных токов, поддерживаемых батареями, как и в отношении элементарных токов. Мы имеем не больше права считать равной нулю взаимную потенциальную энергию одного тока и одного магнита, чем относительную потенциальную энергию двух токов, так как во всех этих случаях *каждая* из двух систем поглощает посредством явления индукции энергию $ii'dM$, равную механической работе сил, которые производят перемещение. Во всех таких случаях можно пользоваться этим равенством для вычисления наведенной электродвижущей силы. Но нельзя упускать из виду, что другая система, ток или магнит, поглощает такую же энергию из энергии всего магнитного поля в целом. В случае обыкновенного тока эта энергия производит изменение в батарее, а в случае магнита она увеличивает кинетическую или потенциальную энергию электронов, движущихся в элементарных токах.

28. Предыдущие рассуждения станут ясней при исследовании нескольких частных случаев.

Я буду называть *магнитом* постоянную систему элементарных токов, жестко связанных друг с другом, неспособных к иным смещениям, кроме перемещения всей системы в целом, а следовательно,

обладающих неизменным полным магнитным моментом, если не считать его диамагнитного изменения. Я буду называть *магнитной средой* систему молекул, обладающих каждая результирующим моментом, не равным нулю, и способных ориентироваться индивидуально под действием внешнего поля. Реально существующие магниты обладают одновременно обоими вышеуказанными свойствами. Я разделяю эти свойства, чтобы сделать более ясным последующее изложение.

29. Неподвижные друг к другу магнит и контур. Когда изменяют силу тока в катушке, неподвижной по отношению к магниту, магнитный момент элементарных токов, составляющих магнит, практически остается неизменным, и катушка оказывается центром лишь своей собственной индукции, а не какого-либо другого индуктивного явления. Таким образом, ток i, текущий в катушке, должен доставить для своего возникновения энергию в $\frac{1}{2}Li^2$, которая в отсутствие магнита целиком затрачивалась бы на создание магнитного поля, сопровождающего ток. Но элементарные токи магнита во время возникновения тока, создавшего проходящее сквозь них магнитное поле H, стали центром явления индукции, которая сделала их диамагнитными, сообщив им, как видно из вышесказанного, энергию:

$$W = -MH.$$

Эта энергия пошла на увеличение кинетической и потенциальной энергии электронов. Энергия магнитного поля всего в целом, созданного магнитом и током, вместо того, чтобы увеличиться в момент возникновения тока на $^1/_2\, Li^2$, увеличилась только на $^1/_2 Li^2 - W$. Часть W работы $^1/_2\, Li^2$, произведенной катушкой, была передана, как мы это видели, наведенными электродвижущими силами элементарным токам в момент изменения поля H. Эта энергия с помощью того же механизма может быть снова превращена в энергию обычного тока, если разомкнуть катушку, и энергия тока размыкания будет соответствовать всей энергии $^1/_2 Li^2$. Наличие магнита никак не меняет.

явления индукции в катушке; только форма проявления накопленной энергии $^1/_2\,Li^2$ становится другой.

Не трудно увидеть, применив то, что я говорил по поводу электромагнитной инерции (п. 18), каким образом можно слегка изменить предыдущую концепцию.

30. Согласно этой гипотезе, и если мы ограничимся наблюдением случаев круговых орбит, радиус которых, как мы это видели, не меняется во время диамагнитного процесса, энергия dW, аккумулированная в элементарных токах в то время, пока происходит это преобразование, принимает одну только форму энергии самоиндукции элементарного тока.

Следовательно, в рассмотренном выше случае энергия W, отданная магниту магнитным полем, сохранила бы в элементарных токах форму энергии магнитного поля, и энергия самоиндукции контура $^1/_2Li^2$ имела бы вся целиком, так же как в отсутствие магнита, магнитную форму. Изменилось бы только ее распределение, так как некоторая порция W перешла бы в энергию самоиндукции элементарных токов. Аналогичные замечания можно сделать и в других случаях исследования индукции.

31. Движущийся магнит и постоянный ток. При перемещении магнита по отношению к контуру, по которому, согласно нашему предположению, течет постоянный ток, должен получиться прирост энергии $dW = -d(MH)$, накопленной в элементарных токах, как я об этом уже говорил (так как H больше не меняется и поэтому не возникает никакого электрического поля). Этот прирост дадут силы, производящие относительное перемещение. С другой стороны, контур является местом, где происходит явление индукции. Последнее, согласно (п. 27), сообщает контуру энергию, равную вышеуказанной, получаемую от всего магнитного поля в целом, энергия которого $^1/_2Li^2 - W$ тоже уменьшается на dW.

32. Два движущихся магнита. Этот случай аналогичен предыдущему, только энергия dW вместо того, чтобы передаваться батарее, которая производит ток, передается электронам магнита, заменяющего контур. Итак мы видим, что при относительном

перемещении двух магнитов, их элементарные токи изменяются таким образом, что электроны, составляющие эти токи, получают *энергию* dW *одинаковую для обоих магнитов*. Половина dW доставляется работой сил, которые перемещают магниты, другая происходит от уменьшения энергии магнитного поля в целом.

Наоборот, когда магниты притягиваются, они *производят* работу, магнитная энергия поля в целом настолько же *увеличивается*. Вся эта энергия создается *поровну* двумя магнитами, вследствие изменений, которые претерпевают их элементарные токи, причем потенциальная и кинетическая энергия электронов, создающих эти токи, *настолько же* уменьшается в обоих магнитах.

33. Намагничивание с помощью фиксированного контура. Если мы намагничиваем магнитную среду, например брусок мягкого железа, посредством переменного тока, элементарные токи перемещаются под действием поля H в то время пока оно меняется. W увеличивается на:

$$dW = -d(MH) = -MdH - HdM.$$

Первая часть $-MdH$ создается, как и в случае магнита, электрическим полем, являющимся результатом изменения H, и не связана ни с каким явлением индукции в контуре. Вторая часть $-HdM$, будучи результатом индивидуального перемещения молекул в магнитном поле, создается (во время их перераспределения, которое следует за наложением поля) за счет их средней кинетической энергии или их взаимодействием, если магнитная среда не является газом. Если намагничивание совершает замкнутый цикл, который возвращает молекулы в прежнее относительное положение, вся энергия в целом $-\int HdM$ не может появиться ни от какой другой причины, кроме теплового возбуждения. Это означает, что среда произвела некоторое количество тепла, эквивалентное $-\int HdM$ или *получила* $+\int HdM$, в соответствии с известным законом явления гистерезиса.

Впрочем, в то же время относительное перемещение молекул и контура вызвало в последнем явление индукции, которое, согласно общему закону, вывело на сцену обе части той же энергии $-HdM$.

Источник, дающий ток, получил, таким образом, энергию $-HdM$ за счет уменьшения магнитной энергии поля вследствие перемещения. Это значит, что он *производит* в течение замкнутого цикла намагничивания энергию:

$$+\int HdM,$$

иначе говоря, эквивалент теплоты, высвобождающейся в среде. *В магнитном газе эта теплота высвобождается по мере того, как она производится, тогда как в других средах эквивалент высвобождается только для замкнутого цикла.*

Мы следим, таким образом, ежесекундно за энергией, приобретенной веществом при намагничивании. Ясно видно, насколько разные роли играют две ее части MdH и HdM. Первая создается *мгновенно* магнитным полем в момент его увеличения. Вторая часть создается кинетической или потенциальной энергией совокупности молекул и соответствует изменению средней температуры лишь после перераспределения в силу теплового равновесия.

34. Намагничивание посредством перемещения тока. Предположим, что мы намагничиваем магнитную среду, перемещая ее по отношению к контуру, по которому течет постоянный ток. Часть энергии намагничивания $-HdM$ всегда создается энергией молекул магнитной среды, а часть $-MdH$ силами, производящими относительное перемещение магнитной среды в целом и контура. В то же время контур является местом, где происходит явление индукции, сообщающее контуру энергию $-d(MH)$, иначе говоря, полный дифференциал. Таким образом, если мы заставим систему совершить замкнутый цикл перемещения и вернуться в первоначальное положение, то окажется, что батарея, создающая ток, ничего не израсходовала и теплота гистерезиса $\int HdM$ равна энергии $-\int MdH$. Эту энергию создали силы, которые произвели перемещение, так как, поскольку система вернулась в первоначальное состояние, мы имеем:

$$\int d(MH)=0 \quad \text{или} \quad \int HdM = -\int MdH.$$

35. Намагничивание посредством перемещения одного магнита. Этот последний случай аналогичен предыдущему, только явление индукции, вызванной в элементарных токах, создающих магнит, во время относительного перемещения, после завершения цикла, оставляет магнит в его первоначальном состоянии, так же как это было с батареей, которая производит ток. Но во время перемещения элементарные токи были местом, где происходили изменения, также совершившие замкнутый цикл.

Я сделал эти несколько замечаний, чтобы показать, насколько предыдущие рассуждения позволяют уяснить механизм взаимодействия токов и магнитов.

36. В гипотезе о том, что инерция имеет целиком электромагнитное происхождение, все вышеустановленные представления о явлениях магнетизма и диамагнетизма, включая обмен энергиями, сводятся к следующему простому утверждению: *в своих магнитных действиях элементарные токи ведут себя со всех точек зрения как недеформирующиеся, но подвижные контуры, обладающие нулевым сопротивлением и громадной самоиндукцией. Мы имеем право применить к этим контурам все самые обычные законы индукции и получить, таким образом, полное представление о всех фактах магнетизма и диамагнетизма.* В первом приближении молекулы представляют собой группы подобных, жестко связанных друг с другом контуров, которые могут иметь или не иметь результирующий момент отличный от нуля.

VI. ПАРАМАГНЕТИЗМ И ЗАКОН КЮРИ

37. Будем рассматривать тело, обладающее слабым магнетизмом в газообразном состоянии, как например кислород, молекулы которого имеют магнитный момент M не равный нулю и перемещаются в однородном магнитном поле H. Я ставлю перед собой задачу вычислить, какова будет намагниченность этого тела под влиянием ориентации молекул, вызванной полем H, иначе говоря, каков будет результирующий магнитный момент молекул, содержащихся в единице объема после перераспределения, о котором я говорил выше (п. 16).

Если магнитный момент одной молекулы, заметно не меняющийся при ее перемещении, образует угол α с направлением поля, молекула обладает потенциальной энергией по отношению к полю, равной скалярному произведению момента и поля, которые предполагаются здесь взятыми в абсолютном значении, и, следовательно, равной

$$-MH\cos\alpha.$$

Увеличение этой потенциальной энергии первоначально идет за счет кинетической энергии *вращения* молекул, точно так, как потенциальная энергия тяготения молекул тяжелого газа, когда они поднимаются, растет за счет кинетической энергии их поступательного движения. Но, как мы видели, проистекающие отсюда неравномерности в распределении кинетической энергии между различными ориентациями и различными степенями свободы движения совокупности молекул (вращательного и поступательного) несовместимы с тепловым равновесием. В результате этого в момент соударения происходит перераспределение энергии, во время которого появляется парамагнитная поляризация. Это перераспределение приводит в соответствие с изменениями средней температуры среды магнитную энергию, заимствованную у энергии возмущения, равную, согласно (п. 33),

$$-HdM.$$

Если молекулы не обладают взаимной потенциальной энергией ориентации, как в случае газа и, возможно, жидкости, для поддержания постоянной температуры среды необходимо ежесекундно сообщать ей в виде теплоты энергию $-HdM$. В случае, если мы имеем дело с твердым телом, молекулы которого обладают потенциальной энергией ориентации, эта теплота будет сообщаться, в итоге, лишь в случае замкнутого цикла (п. 33). В первом случае принципы термодинамики позволяют, основываясь на выражении для высвобождаемой теплоты, подтвердить закон, экспериментально установленный Кюри.

В самом деле, магнитный момент M, возникший под действием поля H, для данной массы вещества будет функцией поля H и

абсолютной температуры T. Во время обратимых изменений dH, dT надо будет, на основании только что сказанного, отнять некоторое количество теплоты, часть которой, зависящая от H, составляет

$$dQ = H\left(\frac{\partial M}{\partial H}\,dH + \frac{\partial M}{\partial T}\,dT\right).$$

Учтя, что dQ/T является полным дифференциалом, мы получим

$$H\frac{\partial M}{\partial H} + T\frac{\partial M}{\partial T} = 0,$$

уравнение с частными производными, общий интеграл которого равен

$$M = f\left(\frac{H}{T}\right).$$

В частности, в начале намагничивания, когда восприимчивость можно рассматривать как постоянную при неизменной температуре,

$$M = kH,$$

Для того, чтобы M сохраняло найденную форму, нужно чтобы k изменялось обратно абсолютной температуре, в соответствии с законом Кюри.

Термодинамика не дает возможности найти форму функции f. Мы сможем это сделать, исследуя, с точки зрения кинетической теории газов, каким должно быть распределение молекул по различным ориентациям при температуре, одинаковой по всему объему тела, т. е. при температуре, установившейся после теплового перераспределения.

Продолжая вышеотмеченную аналогию между случаем тяжелых молекул, находящихся в непосредственной близости к земле, и случаем намагниченных молекул, помещенных в магнитное поле, мы можем заметить, что в случае газа в поле тяжести, аналогичном случаю газа, в котором создается магнитное поле, ускорение силы тяготения дает себя чувствовать на вертикальной составляющей молекулярных скоростей, и результатом этого является неравномерность распределения скоростей, несовместимая с тепловым равновесием. Отсюда получается перераспределение, аналогичное тому, которое

порождает парамагнетизм. В это время средняя температура газа повышается; чтобы поддерживать в нем постоянную температуру, нужно отнять у него некоторое количество теплоты, эквивалентное (при постоянном объеме) уменьшению потенциальной энергии тяготения.

Вообразим массу газа, содержащуюся в закрытом сосуде и не подверженную действию силы тяготения: молекулы распределятся таким образом, что плотность газа будет одинакова во всех точках так же, как при отсутствии внешнего магнитного поля; оси молекул магнитного газа, подобного кислороду, равномерно распределяются по всем направлениям.

Если создать поле тяготения, молекулы получат ускорение, направленное вниз, и, при отсутствии взаимных соударений, каждая молекула будет иметь скорость, бо́льшую в низу сосуда, чем в верху, но эта неравномерность скоростей несовместима с тепловым равновесием, и, благодаря взаимным соударениям, произойдет перераспределение, вследствие которого установится распределение, предусмотренное барометрической формулой: центр тяжести понизился и, чтобы поддерживать первоначальную температуру газа, нужно отнять у него некоторое количество теплоты, эквивалентное произведению веса газа на снижение центра тяжести.

Можно сделать вывод из термодинамического рассуждения, аналогичного предыдущему, что это снижение центра тяжести обратно пропорционально абсолютной температуре.

После перераспределения в массе газа с однородной температурой возникнет такое распределение молекул по различным участкам, что наибольшее число их окажется там, где потенциальная энергия наименьшая, т. е. в самых низких точках в случае поля тяготения. Это распределение совершается по закону, представляющему собой данное Больцманом[1] обобщение барометрической формулы. Отно-

---

[1] L. Boltzmann. Théorie des gaz. Trad. Gallotti. 1-re partie, 1902, p. 127.

шение плотностей газа в двух точках, между которыми потенциальная энергия *одной молекулы* меняется на величину W, равно

$$\frac{W}{e^{rT}},$$

где e является основанием логарифмов Непера, T — абсолютная температура газа, r — постоянная уравнения идеальных газов, отнесенная к одной молекуле. Согласно кинетической теории, это такая постоянная, что rT представляет две трети средней кинетической энергии поступательного движения, т. е. двойное количество кинетической энергии, соответствующей каждой из трех степеней свободы этого поступательного движения.

Мы знаем, что одна молекула, такая как молекула кислорода; обладает сверх того двумя степенями свободы вращательного движения, как указывает значение C/c; каждой из этих степеней свободы соответствует средняя кинетическая энергия, равная также $rT/2$, следовательно равная rT для всего вращательного движения.

Распределение молекул по различным ориентациям будет определяться статистическим равновесием, которое установится под влиянием наложения потенциальной магнитной энергии $-MH\cos\alpha$ и энергии rT теплового движения, поскольку молекулы ориентируются предпочтительно в направлениях наименьшей потенциальной энергии, т. е. их магнитные оси ориентируются в направлении поля. Если распределить магнитные оси между различными направлениями, плотность на единицу телесного угла будет меняться от одного направления к другому пропорционально

$$\frac{MH\cos\alpha}{e^{rT}},$$

при этом все направления одинаково вероятны, если M или H равны нулю.

Число молекул, магнитные оси которых имеют направления, заключенные в телесном угле $d\omega$, будет, следовательно, равно

$$dn = Ke^{\frac{MH}{rT}\cos\alpha} - d\omega.$$

Примем для элемента $d\omega$ телесного угла в направлении поля, определяемого углом $d\alpha$,

$$d\omega = 2\pi \sin\alpha \, d\alpha,$$

где α меняется от 0 до π.

Если N общее число молекул, K является величиной определенной; в самом деле, мы должны получить, полагая

$$\frac{MH}{rT} = \alpha,$$

$$N = 2\pi K \int_0^\pi e^{a\cos\alpha} \sin\alpha \, d\alpha = 2\pi K \int_{-1}^{+1} e^{ax} dx,$$

$$N = \frac{2\pi K}{a}(e^a - e^{-a}),$$

или

$$K = \frac{Na}{4\pi \operatorname{sh} a}.$$

Общий магнитный момент N молекул, очевидно, направлен параллельно полю и равен сумме проекций на это направление составляющих моментов. Для единицы объема, предположительно содержащей N молекул, этот результирующий момент представляет интенсивность намагниченности I:

$$I = \int M \cos\alpha \, dn = \int_{-1}^{+1} 2\pi MKxe^{ax} dx.$$

Итак

$$\int_{-1}^{+1} xe^{ax} dx = 2\left(\frac{\operatorname{ch} a}{a} - \frac{\operatorname{sh} a}{a^2}\right),$$

откуда

$$I = MN\left(\frac{\operatorname{ch} a}{\operatorname{sh} a} - \frac{1}{a}\right).$$

Для данного числа молекул и данной массы газа, I оказывается, таким образом, функцией только a, т. е. $\frac{H}{T}$, в соответствии с результатами термодинамики.

38. Выражение, заключенное в скобки, равно нулю тогда, когда a, пропорциональное H, стремится к нулю; оно приближается к единице, когда a бесконечно увеличивается. Интенсивность намагниченпости

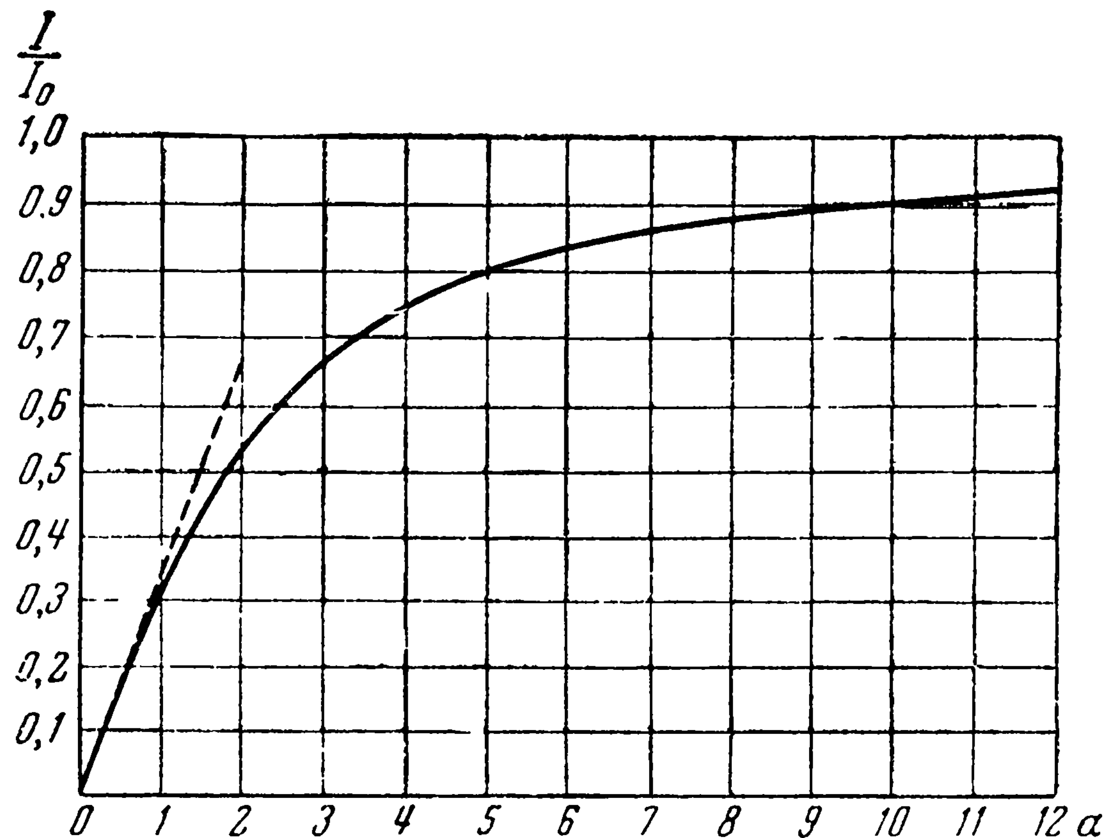


Рис.61

приближается тогда к наибольшему значению $I_0 = MN$, которое соответствует насыщению параллельной полю ориентации всех молекулярных магнитов.

Для достижения нужной степени насыщения, т. е. чтобы придать a определенное значение, требуется, чтобы напряженность поля H была пропорциональна абсолютной температуре, согласно определению a. Кривая намагничивания (рис. 61) магнитного газа при постоянной температуре, представляющая I/I_0 как функцию a, т. е. H, была бы тогда представлена функцией

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\operatorname{ch} a}{\operatorname{sh} a} - \frac{1}{a} = f\left(\frac{H}{T}\right).$$

Очевидно магнитная восприимчивость будет постоянной, и I может быть пропорционально H лишь тогда, когда значение a много меньше единицы.

Отсутствие на этой кривой точки перегиба, которая имеется на кривой намагничивания железа, связано с отсутствием взаимодействия между молекулами.

Используя известные разложения в ряд гиперболических косинуса и синуса и ограничиваясь членами первой степени по отношению к величине a, малой до тех пор, пока мы далеки от насыщения, получим

$$I = \frac{MN}{3} a = \frac{M^2 N}{3rT} H,$$

соответствующее магнитной восприимчивости

$$k = \frac{M^2 N}{3rT},$$

обратно пропорциональной абсолютной температуре, как того требует закон, экспериментально установленный Кюри.

Вышеизложенная теория и этот последний результат справедливы, в соответствии с термодинамическим результатом, в случае слабомагнитной среды, иной нежели многоатомный газ, например для кислорода, в котором энергия вращения молекул, как известно, находится в зависимости от температуры.

Во всех случаях для признания теории справедливой, достаточно того, что энергия вращения пропорциональна абсолютной температуре. Меняться должен будет один только коэффициент r.

Все магнитные вещества достаточно малой плотности, чтобы можно было пренебречь взаимодействиями между молекулами, как, например, разбавленные растворы солей железа, должны иметь совершенно одинаковые кривые намагничивания. Мы увидим дальше, что требуются чрезвычайно интенсивные поля, чтобы получить, в случае газа, явно искривленный участок этой кривой.

39. Если все молекулы ориентированы параллельно, и если тело намагничено до насыщения, интенсивность намагниченности будет

$$I_0 = MN;$$

легко вывести эту величину из предыдущего отношения, которое можно написать так

$$k = \frac{M^2 N^2}{3NrT} = \frac{I_0^2}{3p},$$

где p — давление газа, при котором измеряется k.

Кюри получил для кислорода при нормальном давлении, равном 10^6, и при температуре 0°:

$$k = 1{,}43 \cdot 10^{-7}$$ [1]

для единицы объема:

$$I_0^2 = 3 \cdot 1{,}43 \cdot 10^{-1} = 0{,}43, \quad I_0 = 0{,}65.$$

Это будет соответствовать для жидкого кислорода, обладающего плотностью, по меньшей мере в 500 раз большей, максимальной намагниченности:

$$I_0 > 325,$$

что не намного меньше максимальной намагниченности железа; этим объясняется, что жидкий кислород обладает настолько интенсивными магнитными свойствами, что он способен образовать жидкий мост между двумя полюсами электромагнита.

Отсюда можно увидеть, какого порядка будет величина a в обыкновенных экспериментальных условиях. Мы можем написать

$$a = \frac{MH}{rT} = \frac{MNH}{NrT} = \frac{I_0 H}{NrT}.$$

Nr — постоянная идеальных газов для единицы объема, содержащей, предположительно, N молекул. В нормальных условиях, для которых было вычислено I_0, мы будем иметь

$$NrT = p = 10^6,$$

$$a = 0{,}65 \cdot 10^{-6} H;$$

[1] P. Curie. Loc. cit., p. 337. Данное Кюри число отнесено к единице массы.

для поля в 10000 единиц a будет меньше $\frac{1}{100}$, и мы еще будем находиться целиком на начальном участке кривой. Чтобы дойти до $a = 1$, около начала участка искривления, нужны поля бо́льшие 10^6, которых мы еще не умеем создавать.

Таким образом, мы видим, как велико значение взаимодействия между молекулами в ферромагнитных веществах. Только это взаимодействие делает возможным магнитное насыщение, до которого еще чрезвычайно далеко при том же внешнем поле, в случае слабомагнитных веществ, где взаимодействие молекул неощутимо. С этой точки зрения полностью оправдывается проводимая Кюри[1] аналогия между переходом от слабого магнетизма к ферромагнетизму и переходом из газообразного состояния в жидкое, где взаимодействия молекул играют основную роль. В чисто газообразном состоянии, как и в случае слабого магнетизма, каждая молекула реагирует индивидуально одной только своей кинетической энергией на внешние воздействия — давление или магнитное поле.

40. Если принять, что магнитный момент M молекулы кислорода обязан своим происхождением одному единственному электрону с зарядом, равным заряду атома водорода в электролизе, и этот электрон движется по круговой орбите с радиусом, равным известному радиусу молекул воздуха $1{,}5 \cdot 10^{-8}$, то можно вычислить, какой должна быть скорость таких электронов на орбите. В самом деле:

$$M = \frac{Se}{\tau} = \frac{evr}{2}.$$

Значит

$$I_0 = MN = Ne\frac{vr}{2}.$$

Произведение Ne определяется при электролизе, поскольку e — заряд атома водорода. В нормальных условиях мы имеем

---

[1] P. Curie. Loc. cit., p. 291, 401.

$$Ne = 1{,}22 \cdot 10^{10} = 0{,}4 \text{ электромагн. единиц},$$

$$0{,}65 = 0{,}4 \cdot \frac{1{,}5 \cdot 10^{-8}}{2} \cdot v,$$

$$v = 2 \cdot 10^{8},$$

скорость вполне совместимая с тем, что нам известно о скоростях электронов в молекулах, явно близкая к скорости, с которой двигалась бы катодная корпускула, обращаясь на расстоянии r вокруг притягивающего ее положительного заряда, равного ее собственному по абсолютной величине. Мы действительно получим:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2}, \quad v^2 = \frac{e^2}{mr},$$

$$v^2 = \frac{3{,}4 \cdot 1{,}8 \cdot 10^7 \cdot 3}{1{,}5 \cdot 10^{-8}} = 10^{16}.$$

41. Весьма замечательно, что результирующий магнитный момент молекулы кислорода может быть создан элементарным током одного единственного электрона. Такой же результат вероятен в случае железа, максимальная намагниченность которого, как мы видели, имеет величину того же порядка, как и кислород.

Элементарные токи, происходящие от других электронов, находящихся в молекуле, взаимно нейтрализуются, как в чисто диамагнитном теле. Из этого следует, что в магнитных молекулах один, или самое большее несколько электронов явно отличаются от остальных, и только они придают им магнитные свойства, тогда как *все* электроны вместе содействуют одновременному существованию диамагнетизма.

Это, возможно, те же самые электроны, расположенные на периферии системы, образующей молекулу, которые играют роль также в химических действиях. В них, как мы знаем, принимает участие количество электронов, равное валентности. Тем самым подтверждается глубокое влияние физической и химической ассоциации молекул на парамагнетизм, тогда как диамагнетизм от нее практически не зависит. Эти несколько электронов образуют изменяемую часть атома или молекулы, их точку соприкосновения с внеш-

ним миром, тогда как индивидуальность атома или молекулы определяется внутренними электронами, количество которых несравнимо больше. Система внутренних электронов такова, что их движения не создают вовне никакого результирующего момента, не переставая тем не менее подчиняться общему закону диамагнетизма. Только явления радиоактивности дают нам возможность обнаружить изменения этой внутренней системы [12].

42. Мы видели, что в случае намагничивания газа, подобного кислороду, кинетическая энергия молекул во время перераспределения, которое вызывает явление парамагнетизма, создает энергию $-\int HdM$, т. е. увеличиваст ее на единицу объема на следующую величину:

$$+\int HdI = k\frac{H^2}{2}.$$

Газ должен поэтому нагреться, легко подсчитать, насколько: если мы предположим, что объем газа остается постоянным, повышение температуры ΔT, которое является результатом намагничивания, и создается уменьшением потенциальной и кинетической энергии электронов, образующих элементарные токи, можно выразить посредством $c\Delta T = k\frac{H^2}{2}$, где c обозначает удельную теплоемкость при постоянном объеме.

Итак, при нормальных условиях мы имеем на $1 см^3$ кислорода в единицах CGS.

$$c = 10^{-4} \text{ (примерно)}, \quad k = 1{,}43\cdot 10^{-7},$$
$$\Delta T = 0{,}8\cdot 10^{-11} H^2.$$

Для поля в 10 000 единиц изменение температуры намагниченного кислорода при постоянном объеме будет, следовательно, составлять около $\frac{1}{100}$ градуса. Оно может превысить $\frac{1}{100}$ градуса в поле в 40 000 единиц. Это повышение температуры меняется, как и восприимчивость k обратно абсолютной температуре.

43. Для плотных магнитных сред взаимодействия между молекулами оказывают влияние на изменение температуры, вычисленное

указанным выше способом, потому что энергия HdM, созданная элементарными токами во время намагничивания в форме внешней работы, производит деформацию среды одновременно с увеличением средней кинетической энергии.

Среди этих взаимных воздействий важную роль играют силы, действующие между различными элементарными токами, между различными молекулами, как следствие их магнитного момента. Они определяют форму кривой намагничивания ферромагнитных тел.

Я откладываю для последующей работы применение вышеизложенных принципов к этому более сложному случаю, в частности к случаю кристаллических сред, где правильное распределение молекулярных магнитов позволяет проще разрешить проблему [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

44. Я хотел показать здесь, каким образом теория электронов, такая плодотворная в других случаях, дает возможность уточнить и объединить концепции, относящиеся к магнетизму, признавая причиной элементарных токов Ампера электроны, находящиеся в периодическом движении внутри молекул.

В соответствии с элементами симметрии, которыми они обладают, молекулы могут иметь результирующий магнитный момент, равный нулю или отличный от него. Первый случай соответствует полной компенсации (только для очень отдаленных точек) магнитных полей, вызванных вовне различными элементарными токами в количестве, равном числу электронов.

Те же самые элементарные токи образуют контуры с нулевым сопротивлением, согласно теории диамагнетизма Вебера, *с той особенностью, что поток, который их пронизывает, остается постоянным вопреки тому, что предполагал Вебер, только если инерция электронов вся целиком электромагнитного происхождения.*

В этом последнем случае я доказал, что орбиты электронов предполагаемые круговыми, не подвергаются никакой деформации под действием внешнего поля, поскольку меняется только сила токов,

и можно создать простую и точную теорию всех фактов магнетизма и диамагнетизма, рассматривая элементарные токи, созданные электронами, как недеформирующиеся, но подвижные контуры с нулевым сопротивлением и громадной самоиндукцией, к которым применимы все обычные законы индукции. Именно воздействие этих контуров друга на друга или на токи, которые мы умеем создавать, проявляется во всех взаимодействиях магнитов и токов.

45. Подобные элементарные токи, независимо от того, является ли их инерция вся целиком электромагнитного происхождения или нет, *изменяются под действием внешнего магнитного поля. Характер этих изменений не зависит от способа наложения тока и поля.* Такое изменение в сторону, соответствующую диамагнетизму, согласно закону Ленца, происходит во всех телах, и прежде всего проявляется только оно одно. Оно проявляется тремя различными способами.

1°. Если результирующий момент молекул равен нулю, вещество является диамагнитным в обычном смысле слова, и *порядок величины наблюдаемых диамагнитных констант находится в полном согласии с гипотезой токов, циркулирующих по внутримолекулярным орбитам.*

Эта теория приводит нас к установленному Кюри общему закону независимости диамагнитных констант от температуры и от физического состояния.

2°. Если результирующий момент молекулы не равен нулю, вещество через очень короткое время приобретает парамагнитные свойства, которые всегда маскируют присущий ему скрытый диамагнетизм. Парамагнетизм—другое явление, создаваемое ориентацией молекул, более значительно, чем диамагнетизм. Обмен энергией между элементарными токами и внешним полем или движением совокупности молекул совершается как раз при помощи диамагнитного преобразования.

Отсюда можно вывести закон изменения слабого парамагнетизма, обратно пропорционального абсолютной температуре, также установленный Кюри.

Явление диамагнетизма является, таким образом, во всех случаях единственным первоначальным следствием наложения внешнего

магнитного поля. В случае магнитных тел последующие взаимодействия между молекулами, а в случае газа взаимодействия, возникающие в самый момент соударения, влекут за собой парамагнитную поляризацию, являющуюся следствием теплового перераспределения, неизбежного при неравномерном распределении кинетической энергии немедленно после наложения поля.

3°. Наконец, изменение периода полного оборота, совершаемого электронами по их орбитам, изменение, являющееся существенным элементом явления диамагнетизма, *соответствует эффекту Зеемана, столь же общему, как сам диамагнетизм.* Относительно малая величина этого изменения позволяет во всех экспериментальных случаях парамагнетизма установить, что, по крайней мере в первом приближении, относительное перемещение элементарных токов осуществляется при постоянной их силе. Это происходит по причине их огромной самоиндукции, если инерция вся целиком электромагнитного происхождения. Таким образом, можно свести взаимные воздействия магнитов или токов к самому простому случаю перемещения круговых токов постоянной силы.

О ДВОЙНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИИ [1]

1. Коттон и Мутон показали недавно[1], что магнитное поле обладает свойством, подобным тому, которое было открыто Керром для электрического поля [2], а именно: сообщать свойство двойного лучепреломления некоторым чистым жидкостям, притом всегда диамагнитным, как-то: сероуглерод, бензол, нитробензол и т. д.

Магнитное явление, хотя и в гораздо более слабом виде, представляет собой замечательную параллель электрическому явлению: тела, обладающие первым свойством, обладают и вторым; изменения в зависимости от длины волны одинаковы для обоих явлений, а влияние температуры еще подкрепляет впечатление, что оба они должны иметь общее происхождение.

Таким образом, Коттон и Мутон после замечательного экспериментального исследования, придя к вышеуказанным результатам, формулировали гипотезу, уже высказанную Лармором[2] по поводу явления Керра, что двойное лучепреломление, как в том, так и в другом случае, обусловлено направляющим действием поля на молекулы жидкости; оно ориентировало бы их параллельно друг другу, если бы этому не препятствовало тепловое возбуждение.

Предложенный механизм аналогичен тому, которым я восполь-

---

[1] A. Cotton et H. Mouton. C. R., 144, 1907, 229; Ann. Chim. Phys. 1907, p. 145, 289; A, 19, 1910; A, 20. 1910, 194.

[2] J. Larmor. Phil. Trans. A, 190, 1898, 232.

зовался[1] для объяснения свойств парамагнитных тел, составленных из молекул, постоянно намагниченных так, что внешнее магнитное поле ориентирует их все более и более полно по мере увеличения его напряженности. Те же самые методы вычисления позволяют мне развить в количественной форме следствия из гипотезы, формулированной Коттоном и Мутоном, и показать, что она вполне достаточна как для полного объяснения явления Керра, так и того, которое они наблюдали.

2. Ориентация в электрическом поле. Мы будем предполагать в дальнейшем, что молекулы рассматриваемого вещества обладают главной осью симметрии и, следовательно, имеют, с точки зрения электрической, магнитной и оптической, симметрию эллипсоида вращения, с одинаковым направлением оси для всех трех свойств. Этот частный случай, к которому, безусловно, относится бензол, приводит к гораздо более простым вычислениям, чем случай с полной анизотропией. Впрочем, этот последний случай мы можем рассматривать, следуя тем же путем и не встречая иных трудностей, кроме наличия большего числа параметров. Мы можем ограничиться первым случаем, чтобы показать, что теория находится в прекрасном согласии с фактами.

Поскольку двойное магнитное лучепреломление наблюдалось до настоящего времени только на диамагнитных веществах, мы прежде всего допустим, что молекула не обладает магнитным моментом в отсутствии внешнего поля, а впрочем, и никакой электрической поляризацией [[4]], согласно обычным гипотезам о диэлектриках.

Ориентирующее действие внешнего поля обусловлено только тем, что молекула не поляризуется с одинаковой легкостью в направлении своей оси и в перпендикулярных к ней направлениях.

Займемся сперва электрическим явлением.

Пусть α_1 — коэффициент пропорциональности момента, полученного молекулой в направлении ее оси при напряжении внешнего поля,

---

[1] P. Langevin. Ann. Chim. Phys., 5, 1905, 70 [[3]].

действующего в этом направлении, а α_2 — соответствующий коэффициент для перпендикулярного направления.

Если ось молекулы образует угол θ с направлением поля h', в которое помещена молекула, то она получит момент $\alpha_1 h' \cos\theta$ в направлении своей оси, и момент $\alpha_2 h' \sin\theta$, в направлении, перпендикулярном оси в плоскости, содержащей эту ось и направление поля.

В силу симметрии, поле $\vec{h}'$, действующее на изолированную молекулу, направлено так же, как и поляризующее ее электрическое поле $\vec{h}$, создаваемое извне в точке нахождения молекулы, но отличается от него напряженностью в силу поляризации окружающих молекул.

Легко рассчитать относительную потенциальную энергию рассматриваемой молекулы и поляризующего ее поля $\vec{h}'$: известно, что поляризующаяся система, получающая электрический момент $\vec{M}$, пропорциональный полю $\vec{h}$, в которое она помещена, обладает по отношению к нему потенциальной энергией:

$$w = -\frac{1}{2}\vec{M}\vec{h},$$

равной половине скалярного произведения двух векторов $\vec{M}$ и $\vec{h}$. В данном случае из этого выражения вытекает:

$$w = -\frac{1}{2}[\alpha_1, h'^2 \cos^2\theta + \alpha_2 h'^2 \sin^2\theta] =$$

$$= -\frac{\alpha_2 h'^2}{2} - \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2} h'^2 \cos^2\theta.$$

В отсутствие теплового возбуждения все молекулы расположились бы таким образом, чтобы потенциальная энергия w была бы минимальной, т. е. параллельно внешнему полю своими направлениями наиболее легкой поляризации. Но тепловое возбуждение препятствует тому, чтобы эта ориентация стала общей для всех, и устанавливается статистическое равновесие, при котором различные молекулы рас-

пределяются по различным возможным конфигурациям, т. е. между различными возможными значениями угла θ, следуя основному закону кинетической теории, установленному Больцманом[1]. Число молекул, ось которых размещается в телесном угле $d\omega$ около направления, определяемого углом θ, пропорционально

$$e^{-\frac{w}{rT}}\,d\omega, \tag{1}$$

где T абсолютная температура системы, а r — постоянная идеальных газов, отнесенная к одной молекуле. Если N — число молекул на единицу объема вещества, c — концентрация последнего в граммолекулах на единицу объема, а R — универсальная газовая постоянная, то получается

$$Nr = Rc. \tag{2}$$

Если за телесный угол $d\omega$ принять тот, который содержит все направления осей молекул, образующих с внешним полем углы, расположенные между θ и $\theta + d\theta$, то получится

$$d\omega = 2\pi \sin\theta d\theta,$$

и если dN представляет число молекул на единицу объема, оси которых расположены в рассматриваемом угле, то получится

$$dN = C_0 e^{\frac{w}{rT}} \sin\theta d\theta \tag{3}$$

или, поскольку речь идет исключительно о распределении между различными возможными направлениями,

$$dN = Ce^{\frac{\alpha_1-\alpha_2 h'^2}{2rT}\cos^2\theta} \sin\theta d\theta. \tag{4}$$

Константа C определяется из условия, чтобы общее число молекул для совокупности значений θ от 0 до π равнялось N или

$$N = C\int_0^\pi e^{\mu\cos^2\theta} \sin\theta d\theta, \tag{5}$$

[1] L. Boltzmann. Théorie des gaz. Trad. Gallotti, 1-re partie, 1902. p. 127.

полагая

$$\mu = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2rT} h'^2.$$

Поляризация или электрический момент $\vec{a}$ вещества на единицу объема есть геометрическая сумма индивидуальных моментов различных молекул, находящихся в единице объема. В силу симметрии этот вектор будет иметь направление $\vec{h}$ или $\vec{h'}$ и его абсолютное значение будет алгебраической суммой проекций индивидуальных моментов на это направление. Для молекулы с осью, ориентированной на направление θ, эта проекция составляет

$$(\alpha_1 \cos^2\theta + \alpha_2 \sin^2\theta)\, h', \tag{6}$$

откуда

$$a = h' \int (\alpha_1 \cos^2\theta + \alpha_2 \sin^2\theta)\, dN = [\alpha_1 + J(\alpha_2 - \alpha_1)]\, Nh', \tag{7}$$

где

$$J = \frac{1}{N}\int \sin^2\theta dN = \int_0^\pi e^{\mu\cos^2\theta} \sin^3\theta d\theta : \int_0^\pi e^{\mu\cos^2\theta} \sin\theta d\theta. \tag{8}$$

Предшествующие выражения упрощаются, если заметить, что во всех осуществимых случаях величина μ всегда очень мала по сравнению с единицей.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим что происходит для очень малого h': поскольку μ можно тогда пренебречь, то легко найти J, равное $\frac{2}{3}$, и, следовательно,

$$\vec{a} = \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{3} N\vec{h'}.$$

Впрочем, поскольку центры молекул остаются хаотически распределенными в пространстве, поле $\vec{h'}$, действующее на молекулу, как в случае изотропных сред, является полем внутри сферической полости, образованной в веществе, т. е. применяя систему электростатических единиц

$$\vec{h'} = \vec{h} + \frac{4\pi}{3}\vec{a};$$

$\vec{a}$, следовательно, пропорционально $\vec{h}$, а коэффициентом пропорциональности является *диэлектрическая восприимчивость* k вещества, связанная с *диэлектрической проницаемостью* K отношением

$$K = 1 + 4\pi k.$$

Из этих отношений следует

$$\alpha_1 + 2\alpha_2 = \frac{9(K-1)}{4\pi N(K+2)}, \quad k = \frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{3} N \frac{K+2}{3}, \quad h' = \frac{K+2}{3}\vec{h}. \qquad (9)$$

Отсюда легко извлечь верхний предел величины μ; действительно, учитывая лишь абсолютное значение, получаем

$$\alpha_1 - \alpha_2 < \alpha_1 + 2\alpha_2, \qquad \mu < \frac{9}{8\pi NrT}\frac{K-1}{K+2}h'^2 < \frac{9}{8\pi RTc}h'^2. \qquad (10)$$

Наибольшие достижимые значения для поля h меньше 100 000 *в/см* или около 300 электростатических единиц CGS; с другой стороны, для рассматриваемых чистых жидкостей молекулярный вес будет порядка 100, плотность — близкая к единице, так что концентрация c в *г/мол/см*^{3} порядка $\frac{1}{100}$; наконец, R имеет значение $8{,}3 \cdot 10^7$ в единицах CGS и, при обычной температуре, T около 300; при этих условиях:

$$\mu < 1{,}5 \cdot 10^{-4};$$

следовательно, μ для рассматриваемых жидкостей самое большее порядка $\frac{10}{1000}$ в самых сильных полях. Это значит, что распределение осей молекул между различными направлениями будет всегда чрезвычайно мало отличаться от равномерного распределения существующего в отсутствие электрического поля; тепловое возбуждение будет всегда намного преобладать над направляющим действием внешнего поля.

Очень слабая анизотропия ориентации молекул обнаружится на крайне чувствительных оптических явлениях, если молекулы обладают неодинаковыми оптическими свойствами в направлении оси

и в перпендикулярных к ней направлениях; но эта анизотропия не будет сказываться на электрических свойствах: поляризация $\vec{a}$ останется пропорциональной полю в пределах точности измерений для всех значений поля.

Действительно, принимая во внимание очень слабое значение μ, мы можем применить разложение по возрастающим степеням u, ограничивая их лишь самыми первыми членами. Заменяя таким образом

$$e^{\mu \cos^2 \theta}$$

выражением $1 + \mu\cos^2\theta$, получим, в той же степени приближения

$$J = \frac{2}{3}\left(1 - \frac{2\mu}{15}\right) \tag{11}$$

и, следовательно,

$$\vec{\alpha} = \left[\frac{\alpha_1 + 2\alpha_2}{3} + \frac{4\mu(\alpha_1 - \alpha_2)}{45}\right] N\vec{h}.$$

Принимая во внимание порядок величины μ, второй член, стоящий в прямых скобках, очевидно, ничтожно мал по отношению к первому, и начинающаяся ориентация молекул не сказывается на коэффициенте пропорциональности поляризации полю.

Предыдущий подсчет позволяет полностью получить закон изменения поляризации в зависимости от поля для жидкости, состоящей из анизотропных молекул; этот закон дал бы отклонение от пропорциональности только для жидкостей очень большого молекулярного веса, при наиболее низкой температуре.

В обычных условиях закон распределения (4) получает вид:

$$dN = \left[1 + \mu\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right)\right]\sin\theta d\theta, \tag{12}$$

т. е. он дает отклонение от изотропного распределения на величины, пропорциональные μ или квадрату электрического поля. Двойное лучепреломление, которое, как мы покажем, пропорционально μ, также должно будет измениться пропорционально квадрату поля: в этом заключается закон Керра. Пусть n_1 и n_2 — показатели пре-

ломления двух световых лучей с длиной волны λ в пустоте, распространяющихся перпендикулярно электрическому полю и поляризованных, первый — перпендикулярно, второй — параллельно направлению поля, тогда получится выражение

$$\frac{n_1 - n_2}{\lambda} = \gamma h^2, \tag{13}$$

где γ — *константа Керра*, изменяющаяся в зависимости от длины волны и природы вещества: это двойное электрическое лучепреломление, измеряемое γh^2, должно быть пропорционально μ с коэффициентом, определяемым оптическими свойствами вещества, оптической анизотропией молекул. Рассмотрим подробнее это отношение между двойным лучепреломлением и анизотропией ориентации, определяемой коэффициентом μ.

В дальнейшем нам будет удобно характеризовать *электрическую анизотропию* вещества отношением

$$\delta = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + 2\alpha_2}, \tag{14}$$

всегда меньшим единицы по абсолютному значению.

На основании уравнений (2), (6), (9), μ выражается как функция δ следующим выражением:

$$\mu = \frac{(K-1)(K+2)}{8\pi RTc}\,\delta h^2. \tag{15}$$

3. Ориентация в магнитном поле. Под действием магнитного поля H молекулы поляризуются диамагнитно; теорию механизма этой поляризации я развил в другом месте [5]; ввиду слабости этой ориентации, бесполезно здесь делать различие между полем, действующим на молекулу, и внешним магнитным полем H.

Если молекулы анизотропны и если ось одной из них образует угол θ с направлением магнитного поля, то слагающие ее магнитного момента в направлении оси и в направлении, перпендикулярном

полю, будут соответственно

$$\beta_1 H \cos\theta \quad \text{и} \quad \beta_2 H \sin\theta,$$

где β_1 и β_2 — два коэффициента, оба отрицательные, характеризующие молекулу в магнитном отношении.

Как и в случае электрического поля, если β_1 и β_2 различны, результирующий момент молекулы не будет направлен по полю и в результате получится пара сил, стремящаяся повернуть моменты так, чтобы направление ее наименьшей диамагнитной восприимчивости совпало с направлением поля. Это действие, наложенное на тепловое возмущение, приведет к статистическому равновесию согласно закону распределения молекулярных осей по различным возможным направлениям по формуле

$$dN = C' e^{\frac{\beta_1 - \beta_2}{2rT} H^2 \cos^2\theta} \sin\theta d\theta. \tag{16}$$

Полагая:

$$\mu' = \frac{\beta_1 - \beta_2}{2rT} H^2, \tag{17}$$

константа C' определена уравнением

$$N = C' \int_0^\pi e^{\mu' \cos^2\theta} \sin\theta d\theta.$$

Из анализа, подобного содержащемуся в предыдущем параграфе, будет следовать для намагничивания A или магнитной поляризации вещества значение

$$A = [\beta_1 + J(\beta_2 - \beta_1)] NH \tag{18}$$

при

$$J = \frac{1}{N} \int \sin\theta dN = \int_0^\pi e^{\mu' \cos^2\theta} \sin^3\theta d\theta : \int_0^\pi e^{\mu' \cos^2\theta} \sin\theta d\theta.$$

Когда H очень слабо, *магнитная восприимчивость* $\varkappa$ вещества, коэффициент пропорциональности между A и H, дается выражением

$$\varkappa = \frac{\beta_1 + 2\beta_2}{3} N. \tag{19}$$

Если ввести для измерения *магнитной анизотропии* отношение

$$\Delta = \frac{\beta_1 - \beta_2}{\beta_1 + 2\beta_2} \tag{20}$$

всегда меньшее единицы по абсолютному значению, то количество μ', выражающее анизотропию ориентации под влиянием магнитного поля, определяется, учитывая (17), (19), (20), выражением

$$\mu' = \frac{3\varkappa}{2RTc} \Delta H^2. \tag{21}$$

Эта формула легко выводится из соответственной электрической формулы (15) с заменой в этой последней диэлектрической постоянной K_{ε} проницаемостью $1 + 4\pi\varkappa$ и учитывая малые размеры $\varkappa$ по сравнению с единицей.

Отсюда легко вывести, что μ' всегда очень мало: достижимые значения H всегда меньше 10^5 электромагнитных единиц CGS; $\varkappa$ для жидкостей меньше 10^{-6}; c — порядка 10^{-2}, а Δ меньше единицы; следовательно,

$$\mu' < 10^{-4}.$$

Анизотропия ориентации под влиянием магнитного поля всегда чрезвычайно слаба и можно, ограничившись членами первого порядка по μ', написать для отношения между намагниченностью и полем:

$$A = \left[\frac{\beta_1 + 2\beta_2}{3} + \frac{4\mu(\beta_1 - \beta_2)}{45}\right] NH = \left[1 + \frac{4\mu'\Delta}{15}\right]\varkappa H.$$

Следовательно, восприимчивость не изменяется заметным образом действием ориентации, и, поэтому, я был вправе пренебречь этим эффектом в своей теории диамагнитных явлений. Но оказывается, что оптические явления достаточно тонки, чтобы это следствие молекулярной анизотропии могло быть обнаружено; большой заслугой Коттона и Мутона является то, что они обратили внимание на его важность.

Закон распределения, данный в формуле (16), при том же порядке приближения принимает форму

$$dN = \left[1 + \mu'\left(\cos^2\theta - \frac{1}{3}\right)\right] \sin\theta d\theta \tag{22}$$

и, соответствует двойному лучепреломлению, пропорциональному μ' *так же, как электрическое двойное лучепреломление пропорционально* μ.

Так мы вновь находим пропорциональность двойного магнитного лучепреломления квадрату поля, экспериментально полученную Коттоном и Мутоном, согласно формуле

$$\frac{n_1 - n_2}{\lambda} = CH^2, \tag{23}$$

где константа C играет ту же роль, что и константа γ Керра.

4. Сравнение двух видов двойного лучепреломления. Если мы допустим, как это показывают экспериментальные факты, что оба эффекта, магнитный и электрический, вызваны одной и той же причиной, анизотропией ориентации, двойное лучепреломление должно быть одинаковым, когда анизотропия ориентации одинакова, будет ли ее происхождение электрическим или магнитным, т. е. когда μ равна μ'. Иначе говоря, двойные магнитное и электрическое лучепреломления относятся друг к другу как μ' относится к μ.

Следовательно,

$$\frac{CH^2}{\gamma h^2} = \frac{\mu'}{\mu},$$

или еще, в силу (15) и (23):

$$\frac{\Delta}{\delta} = \frac{(K-1)(K+2)}{12\,\pi\varkappa}\,\frac{C}{\gamma}. \tag{24}$$

Если же предложенное объяснение верно, то отношение Δ/δ двух анизотропий — магнитной и электрической — может быть вычислено как функция величин, которые все даны в опыте.

Я дам численное применение этого результата для бензола и для сероуглерода, различные магнитные и электрические константы которых хорошо известны; впрочем, из экспериментов Коттона и Мутона о дисперсии при обоих двойных лучепреломлениях вытекает, что отношение C/γ, как этого требует формула (24), не зависит от длины волны; следовательно, достаточно будет взять значения этих констант для одинаковой длины волны, например, для длины D натрия.

Для бензола мы имеем в единицах CGS, электромагнитных для $\varkappa$ и C, электростатических для K и γ:

$$\varkappa = -0{,}7\cdot 10^{-6}, \quad C = 7{,}5\cdot 10^{-13}, \quad K = 2{,}21,$$

$$\gamma = 0{,}38\cdot 10^{-7},$$

откуда

$$\frac{\Delta}{\delta} = -3{,}8.$$

Для сероуглерода с теми же единицами:

$$\varkappa = -0{,}77\cdot 10^{-6}, \quad C = -5{,}7\cdot 10^{-13}, \quad K = 2{,}72,$$

$$\gamma = 3{,}7\cdot 10^{-7},$$

откуда

$$\frac{\Delta}{\delta} = +0{,}43.$$

Для этих двух жидкостей отношение анизотропий довольно близко к единице, следовательно, между обеими анизотропиями — электрической и магнитной — не имеется диспропорции; обе жидкости принадлежат, однако, к очень различным типам: у бензола обе анизотропии направлены противоположно; направление наиболее легкой электрической поляризации есть в то же время направление наименьшей диамагнитной поляризации, а с другой стороны, магнитная анизотропия более значительна, чем другая. Для диэлектрической проницаемости сероуглерода наблюдается противоположное явление с точки зрения направления и относительной величины.

Для нитробензола явление Керра огромно: почти в тысячу раз более значительно, чем для бензола; эта разница обусловлена очень большим значением диэлектрической проницаемости нитробензола, благодаря которой слабое электрическое поле может вызвать значительную ориентацию. Замечательно, что, несмотря на очень большое различие в электрическом двойном преломлении, отношение анизотропии Δ/δ остается тем же самым для нитробензола и для бен-

зола. Действительно, для первого из этих тел при температуре около 22°:

$$\varkappa = -0{,}75\cdot10^{-6},\quad C = 2{,}9\cdot10^{-12},\quad K = 36,\quad \gamma = 3{,}5\cdot10^{-5},$$

откуда

$$\frac{\Delta}{\delta} = -3{,}8.$$

Количественная проверка изложенной теории вытекает из более подробного анализа между двойным лучепреломлением и анизотропией ориентации. Прежде всего мы выведем из него соответствующие фактам отношения между показателями n_1 и n_2 и показателем n_0 жидкости в нормальном состоянии изотропной ориентации.

Затем мы отсюда же получим возможность вычислить электрическую анизотропию δ, затем магнитную анизотропию Δ, используя указанные отношения. Полученные таким образом значения *окажутся меньшими единицы*, что доказывает правильность нашей теории.

5. Преломление анизотропными молекулами. Чтобы продвинуться дальше, мы вернемся к электромагнитной теории распространения плоской периодической волны в среде, содержащей анизотропные молекулы, обладающие осевой симметрией.

В каждой из этих молекул мы допустим присутствие связанных электронов, которым молекула одновременно обязана своими электрическими и своими оптическими свойствами. Для того чтобы эти свойства были анизотропными, необходимо, чтобы внутренние силы в молекуле, стремящиеся привести связанный электрон к его положению равновесия, когда он от него отклонился, не следовали бы одному и тому же закону в различных направлениях. Пусть для данного электрона x и y будут слагающими, параллельным и перпендикулярным оси молекулы, смещения от первоначального положения равновесия; мы представим через c_1x и c_2y слагающие в тех же направлениях силы, возникшей от этого смещения. Если e есть электрический заряд, а m масса этого электрона, и если h' представляет собой, как и раньше, электрическое поле, действующее на молекулу в одном направлении, образующем угол ε с осью последней, то

уравнения движения электрона даются выражениями

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + c_1 x = eh' \cos \varepsilon,$$
$$m \frac{d^2y}{dt^2} + c_2 y = eh' \sin \varepsilon. \qquad (25)$$

Если поле h' создано проходящей плоской прямолинейно поляризованной волной с периодом T или частотой $\omega = \frac{2\pi}{T}$, то угол ε остается постоянным и h' имеет форму

$$' = h_0' \sin(\omega t + \varphi).$$

Уравнения (25) допускают для стационарного режима решения

$$x = \frac{eh' \cos \varepsilon}{c_1 - m\omega^2}, \quad y = \frac{eh' \sin \varepsilon}{c_2 - m\omega^2}.$$

Перемещение электронов внутри молекулы дает последней электростатический момент, равный геометрической сумме произведений, полученных от умножения для каждого электрона его перемещения на его заряд. Для проекции этого момента на направление поля h' получается выражение

$$\sum e(x \cos \varepsilon + y \sin \varepsilon) = \sum \left(\frac{e^2 h' \cos^2 \varepsilon}{c_1 - m\omega^2} + \frac{e^2 h' \sin^2 \varepsilon}{c_2 - m\omega^2} \right) \qquad (26)$$

при суммировании, распространяющемся на все наличные в молекуле электроны. Положим

$$\sigma_1 = \sum \frac{e^2}{c_1 - m\omega^2}, \quad \sigma_2 = \sum \frac{e^2}{c_2 - m\omega^2}, \qquad (27)$$

для проекции молекулярного момента на направление поля получится

$$(\sigma_1 \cos \varepsilon + \sigma_2 \sin \varepsilon) h'. \qquad (28)$$

Коэффициенты σ_1 и σ_2 являются с оптической точки зрения двумя характеристическими константами молекул, исходя из которых мы определим *оптическую анизотропию* молекулы подобно

тому, как мы определили электрическую анизотропию, исходя из α_1 и α_2. Впрочем, имеется тесная связь между σ и α, вытекающая из сравнения уравнений (6) и (28). Если предположить, что h' постоянно, т. е. ω равна нулю, σ становятся равными α. *Оптическая анизотропия*:

$$\delta_0 = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + 2\sigma_2}, \tag{29}$$

изменяющаяся с длиной волны, совпадает с электрической анизотропией δ для бесконечно длинной волны.

Может быть, не бесполезно показать, что легко получить простую модель для рассматриваемой здесь анизотропной молекулы, слегка изменив атом Дж. Дж. Томсона [1] [6]. Известно, что этот физик представляет себе шар, наполненный положительным электричеством с равномерной объемной плотностью и внутри его подвижные отрицательные электроны, полный заряд которых равен по абсолютному значению заряду шара. Подобная модель уже оказала большие услуги как самому Дж. Дж. Томсону, так и другим физикам, в частности Г. А. Лорентцу [2]. Нам достаточно будет заменить шар, например, эллипсоидом вращения, чтобы получить систему, различные направления которой соответствуют различным электрическим и оптическим свойствам. Достаточно было бы допустить постоянное вращение этих самых электронов, чтобы тем самым представить и магнитные свойства.

Заметим еще, что предполагаемая анизотропия соответствует наличию для каждого электрона двух собственных периодов с частотами:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{c_1}{m}}, \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{c_2}{m}},$$

относительно которых сведения могут быть получены на основании спектра излучения или поглощения вещества или на основании закона его дисперсии. В дальнейшем мы увидим, применяя наши формулы

[1] J. J. Thomson. The corpuscular theory of matter. Chap. 6, 7. L., 1907.
[2] H. A. Lorentz. The theory of electrons (Teubner, 1909), 117.

к двояко преломляющим кристаллам, что можно извлечь из этого замечания количественное подтверждение теории. Вклад, вносимый рассматриваемой молекулой в *электрическую поляризацию* вещества под действием световой волны, определяется формулой (28), и эта поляризация будет иметь значение

$$\alpha = h' \int (\sigma_1 \cos^2 \varepsilon + \sigma_2 \sin^2 \varepsilon)\, dN = Ph'. \qquad (30)$$

Предположим сначала, что молекулы ориентированы беспорядочно во всех направлениях; можно принять, что

$$dN = \frac{N}{2} \sin \varepsilon d\varepsilon$$

и интеграл P становится

$$P_0 = \frac{N}{2} \int_0^\pi [\sigma_1 \cos^2 \varepsilon + \sigma_2 \sin^2 \varepsilon] \sin \varepsilon d\varepsilon = N \frac{\sigma_1 + 2\sigma_2}{3}. \qquad (31)$$

Если молекулы не ориентированы изотропно, интеграл P изменяется с направлением поля h', т. е. с плоскостью поляризации рассматриваемой волны; тогда имеется двойное лучепреломление.

Если распределение осей молекул определяется углом θ, образуемым осью одной из молекул с преимущественным направлением (постоянное электрическое поле в явлении Керра или магнитное поле в явлении Коттона и Мутона), мы рассмотрим два главных случая, в которых плоскость поляризации будет перпендикулярной (необыкновенная волна) или параллельной (обыкновенная волна) к этому преимущественному направлению.

В первом случае электрическое поле волны, а, следовательно, поле h', вызываемое волной, действует на молекулу, параллельно преимущественному направлению; угол ε совпадает с θ и для P мы получаем частное значение P_1:

$$P_1 = \int (\sigma_1 \cos^2 \theta + \sigma_2 \sin^2 \theta)\, dN = [\sigma_1 + J(\sigma_2 - \sigma_1)]\, N, \qquad (32)$$

где J по-прежнему представляет интеграл

$$J = \frac{1}{N}\int \sin^2 \theta dN.$$

Во втором случае, h' перпендикулярно преимущественному направлению, около которого распределены оси молекул, и мы без труда получаем для значения P_2 интеграла P в этом частном случае:

$$P_2 = \left[\sigma_2 + \frac{J}{2}(\sigma_1 - \sigma_2)\right] N. \tag{33}$$

Нет оснований учитывать влияние электрического или магнитного полей, имеющихся в световой волне, на ориентацию молекул; для обычно применяемых излучений интенсивность этих полей слишком слаба: световая волна встречает молекулы в том виде, как их располагает действие внешнего электрического или магнитного поля.

В выражении (30), относящемся к определенному направлению плоскости волны, заменим поле h', созданное под влиянием наложения световой волны и поляризации $\vec{a}$, которую она создает в зависимости от поля h в этой волне; получим

$$a = P\left(h + \frac{4\pi a}{3}\right) \tag{34}$$

первое отношение между $\vec{a}$ и h.

Чтобы получить второе, надо написать уравнения распространения в форме Максвелла-Герца, где z будет обозначать направление, нормальное к плоскости волны. В главных случаях, рассматриваемых с точки зрения направления этой плоскости, или в случае изотропного вещества электрическое поле h, созданное им, располагается в плоскости волны, а уравнения, написанные в электростатической системе CGS, принимают особенно простую форму:

$$V^2 \frac{dh}{dz} = \frac{dH}{dt},$$

$$\frac{dH}{dz} = \frac{db}{dt}.$$

Здесь V — скорость света в пустоте, H — магнитное поле волны, а $b = h + 4\pi\alpha$ — электрическая индукция, вызванная волной. Исключая H в этих уравнениях и заменяя b его значением, получаем

$$V^2 \frac{d^2 h}{dz^2} = \frac{d^2}{dt^2}(h + 4\pi\alpha).$$

Если n есть *показатель преломления* вещества для рассматриваемой волны, то она распространяется со скоростью $\frac{V}{n}$ (скорость фазы), а h принимает форму:

$$h = h_0 \sin\left[\omega\left(t - \frac{nz}{V} + \varphi\right)\right].$$

Откуда, для a и h, получаем отношение

$$n^2 h = h + 4\pi a. \qquad (35)$$

Исключая a и h в выражениях (34) и (35), получаем отношение

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi P}{3}.$$

Обозначая через n_0 показатель вещества в изотропном состоянии, через n_1 и n_2 необыкновенные и обыкновенные показатели этого же вещества, ставшего двоякопреломляющим благодаря ориентации осей молекул, получаем, применив предшествующее отношение:

$$\frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} P_0 = \frac{4\pi N}{3} \frac{\sigma_1 + 2\sigma_2}{3},$$

$$\frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} P_1 = \frac{4\pi N}{3} [\sigma_1 + J(\sigma_2 - \sigma_1)], \qquad (36)$$

$$\frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 2} = \frac{4\pi}{3} P_2 = \frac{4\pi N}{3} \left[\sigma_2 + \frac{J}{2}(\sigma_1 - \sigma_2)\right].$$

6. Вычисление двойного лучепреломления. В опытах по двойному электрическому и магнитному лучепреломлению свет распространяется перпендикулярно к преимущественному направлению (электрическому или магнитному полю). *Оптическое запаздывание*

между двумя слагающими, поляризованными перпендикулярно и параллельно этому направлению, дается разностью $n_2 - n_1$; *абсолютные запаздывания* обоих составляющих даются разностями $n_1 - n_0$ и $n_2 - n_0$.

Сокращая попарно уравнения (36) и учитывая тот факт, что n_1 и n_2 всегда чрезвычайно мало отличаются от n_0 в силу очень слабой анизотропии ориентации, получаем для определения запаздываний:

$$\left.\begin{aligned} \frac{n_0(n_1 - n_0)}{(n_0^2+2)^2} &= \frac{2\pi N}{3}(\sigma_1 - \sigma_2)\left(\frac{2}{3} - J\right), \\ \frac{n_0(n_2 - n_0)}{(n_0^2+2)^2} &= \frac{\pi N}{3}(\sigma_1 - \sigma_2)\left(J - \frac{2}{3}\right), \end{aligned}\right\} \quad (37)$$

$$\frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_0^2+2)^2} = \pi N(\sigma_1 - \sigma_2)\left(\frac{2}{3} - J\right). \quad (38)$$

Сравнение обоих отношений приводит к

$$\frac{n_1 - n_0}{n_2 - n_0} = -2. \quad (39)$$

Оба абсолютных запаздывания имеют противоположные знаки и одно вдвое больше другого; таким образом, мы снова в гипотезе ориентации молекул приходим к результату, согласующемуся с фактами, наблюдаемыми в случаях, когда измерение обоих абсолютных запаздываний могло бы быть произведено с некоторой точностью: Экерлейном[1] для явления Керра у нитробензола и Коттоном и Мутоном[2] для двойного магнитного преломления коллоидных растворов.

Отношение (39) теоретически уже было получено Гавелоком[3] при допущении распределения симметричных молекул в анизотропной решетке; Коттон и Мутон[4] показали, что такое объяснение не подходит для интересующих нас явлений.

[1] Aeckerlein. Phys. Zeitschr., 7, 1906, 600.
[2] A. Cotton et Mouton. Ann. Chim. Phys., 20, 1910, 225.
[3] Havelock. Proc. Roy. Soc., 77, 1906, 170; 80, 1908, 28.
[4] A. Cotton et Mouton. Loc. cit., p. 225.

Формула (38), дающая относительное запаздывание двух составляющих, может принять другую форму, если ввести оптическую анизотропию θ при посредстве (29) и (33); получается

$$\frac{n_0(n_1-n_2)}{(n_0^2-1)(n_0^2+2)}=\frac{9}{4}\delta_0\left(\frac{2}{3}-J\right). \tag{40}$$

7. Применение к явлению Керра. Заменим в выражении (40) интеграл J его выражением (11), зависящим от величины μ, характеризующей анизотропию ориентации относительно направления электрического поля h, а эту самую величину μ заменим ее выражением (15), зависящим от электрической анизотропии δ; тогда получим

$$\frac{n_0(n_1-n_2)}{(n_0^2-1)(n_0^2-2)}=\frac{\mu\delta_0}{5}=\frac{(K-1)(K+2)}{40\pi RTc}\delta\delta_0 h^2. \tag{41}$$

Заменяя n_1-n_2 его значением (13), зависящим от поля, получаем в конце концов выражение константы Керра:

$$\gamma=\frac{(K-1)(K+2)(n_0^2-1)(n_0^2+2)}{40\pi RTc\lambda n_0}\delta\delta_0. \tag{42}$$

Это отношение поддается упрощению и позволяет вычислить электрическую анизотропию δ в случае веществ, которые, как бензол, сероуглерод, следуют отношению Максвелла $K=n_0^3$. Если это так, то надо учесть, что члены $m\omega^2$ в суммах σ_1 и σ_2 становятся ничтожно малыми и, следовательно, можно допустить, что $\delta_0=\delta$; отношение (42), разрешенное по отношению к δ с учетом равенства между диэлектрической постоянной и квадратом показателя, принимает форму:

$$\delta=\frac{\sqrt{40\pi RTcn_0\lambda\gamma}}{(K-1)(K+2)}. \tag{43}$$

Второй член полностью поддается вычислению, исходя из экспериментальных данных; используя значения γ, данные выше и относящиеся к желтому цвету натрия, так же как значения, полученные для отношений электрической δ и магнитной Δ анизотропий,

получаем для бензола и сероуглерода следующие результаты для абсолютных значений анизотропий:

	δ	Δ
Бензол	0,065	0,25
Сероуглерод	0,14	0,06

Эти значения, которые все меньше единицы, показывают, что явление Керра и двойное магнитное лучепреломление этих жидкостей полностью объясняются количественно при помощи гипотезы об ориентации молекул.

Рассматриваемые с этой точки зрения эти явления обнаруживают и *позволяют вычислить* электрическую, магнитную и оптическую анизотропии молекул.

8. Дисперсия при двойном лучепреломлении. Формула Гавелока. Закон дисперсии содержится в формулах 36), где длина волны фигурирует в σ_1 и σ_2 через посредство частоты ω.

Исключая ω из выражения (36), можно получить между показателями n_0, n_1 и n_2 два отношения, не зависимых от длины волны: первое дано путем исключения σ_1 и σ_2 из выражения (36). Так получаем формулу

$$3\frac{n_0^2-1}{n_0^2+2}=\frac{n_1^2-1}{n_1^2+2}+2\frac{n_2^2-1}{n_2^2+2}, \tag{44}$$

которая сводится к формуле (39), когда предполагают n_1 и n_2 очень близким к n_0.

Для получения второго отношения, не зависящего от длины волны, обозначим через ν_0, ν_1 и ν_2 первые члены соотношений (36); разрешая два последних соотношения по отношению к σ_1 и σ_2, получаем

$$\begin{aligned}\frac{4\pi N}{3}\sigma_1&=\frac{\nu_1(2-J)-2\nu_2 J}{2-3J},\\ \frac{4\pi N}{3}\sigma_2&=\frac{2\nu_2(1-J)-\nu_1 J}{2-3J}\end{aligned} \tag{45}$$

вообще σ_1 и σ_2 являются сложными функциями ω, и исключение этого количества из равенств (45) приводит к простой формуле, только если допустить в молекуле лишь один род электронов. Обозначив через p число этих электронов в каждой молекуле, получаем согласно (27):

$$\sigma_1 = \frac{pe^2}{c_1 - m\omega^2}, \quad \sigma_2 = \frac{pe^2}{e_2 - m\omega^2}, \tag{46}$$

и исключение ω дает

$$\frac{1}{\nu_1(2 - J) - 2\nu_2 J} - \frac{1}{2\nu_2(1 - J) - \nu_1 J} = \frac{3(c_1 - c_2)}{4\pi N e^2 p(2 - 3J)} = C^{te}. \tag{47}$$

В случае, когда ν_1 и ν_2 мало отличаются от ν_0, это отношение принимает форму:

$$\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_0^2} = \frac{3(c_2 - c_1)(2 - 3J)}{8\pi N e^2 p} = C^{te},$$

или же, в зависимости от показателей:

$$\frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_0^2 - 1)^2} = C^{te}.$$

Это и есть формула, полученная Гавелоком при гипотезе, о которой мы выше напомнили. Коттон и Мутон показали, что она достаточно хорошо подтверждается в случае двойного магнитного лучепреломления. Она соответствует лишь одному случаю нашей теории.

9. Применение к одноосным кристаллам. Возможность объяснения двойного преломления кристаллов скорее индивидуальной анизотропией молекул, чем анизотропией их решетки, была указана Лармором. Выведенные нами общие формулы легко распространить на случай одноосных кристаллов. Здесь надо предположить, что все молекулы ориентированы параллельно и все их оси параллельны оси кристалла. Угол θ оси молекулы с общим направлением ориентации, следовательно, равен нулю для всех молекул; из этого вытекает, что интеграл J равен нулю.

Формулы (45) принимают в этом случае вид:

$$\nu_1 = \frac{4\pi N}{3}\sigma_1, \quad \nu_2 = \frac{4\pi N}{3}\sigma_2. \tag{48}$$

Если допустить, как и прежде, что лишь одна категория электронов играет важную роль в преломлении, эти отношения принимают вид:

$$\nu_1 = \frac{4\pi N e^2 p}{3(c_1 - m\omega^2)}, \quad \nu_2 = \frac{4\pi N e^2 p}{3(c_2 - m\omega^2)}. \tag{49}$$

Исключение ω приводит к выражению:

$$\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2} = C^{te}, \tag{50}$$

или же

$$\frac{1}{n_1^2 - 1} - \frac{1}{n_2^2 - 1} = C^{te}.$$

Это отношение получено Гавелоком при допущении анизотропии решетки. Опыт подтверждает это допущение, но не позволяет сделать выбора между обеими теориями, по крайней мере данным методом.

Напротив, можно следующим образом получить подтверждение гипотезы о том, что анизотропия молекул играет основную роль в двойном лучепреломлении: выше мы заметили, что эта гипотеза приводит к введению собственных периодов, различных для колебаний, свершаемых электронами либо в направлении оси молекулы, либо перпендикулярно ей; мы видели, что соответственные частоты ω_1 и ω_2 даются формулой:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{c_1}{m}}, \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{c_2}{m}}. \tag{51}$$

Это соответствует линиям поглощения, различным для обыкновенных и необыкновенных лучей; таким образом, двойное лучепреломление подразумевало бы дихроизм.

Чтобы объяснить дисперсию кварца, Мартенс[1], действительно,

[1] Martens. Ann. d. Phys., 6, 1901, 603.

вынужден был допустить для необыкновенных лучей линию [спектра] поглощения в ультрафиолетовой части его длиной волны $\lambda_1 = 1022$ Å, а для обыкновенных лучей соседнюю линию $\lambda_2 = 1014$ Å.

Допуская, что основными членами в дисперсии кварца являются члены, соответствующие этим ультрафиолетовым линиям и, рассматривая двойное лучепреломление в инфракрасных лучах, чтобы иметь право пренебречь $m\omega^2$ в выражениях (46), получаем, разделив почленно выражения (49):

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{c_1}{c_2} = \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2}.$$

Или, поскольку двойное лучепреломление слабо в случае кварца,

$$\frac{n_1^2 - 1}{n_2^2 - 1} = \frac{\lambda^2}{\lambda_2^2}. \tag{52}$$

Подставляя в выражения для показателей значения, полученные Карвалло для длины волны 21719:

$$n_1 = 1,526, \quad n_2 = 1,518,$$

получаем для первого члена (52) значение 1,019, в то время как второй член, вычисленный согласно значениям λ_1 и λ_2, данным Мартенсоном, равен 1,016.

Согласие достаточно примечательное, чтобы оправдать более углубленный анализ этой близости между двойным лучепреломлением и дихроизмом одноосных кристаллов.

10. Случай парамагнетизма. Замечательно, что двойное магнитное преломление наблюдалось до настоящего времени только на диамагнитных веществах: если теория ориентации молекул достаточна для объяснения явлений, как это, по-видимому, следует из всего предшествующего, надо ожидать, что будет наблюдаться то же свойство и в парамагнитных веществах.

Посмотрим, что можно предвидеть в этом направлении. Я показал, что парамагнитные явления объясняются при предположении

наличия у каждой молекулы магнитного момента M, который внешнее магнитное поле H стремится ориентировать в своем направлении. Если θ есть угол для M и H, то относительная потенциальная энергия молекул и поля составляет

$$w = -MH\cos\theta,$$

и закон распределения молекул по различным ориентациям дается выражением:

$$dN = Ce^{\frac{MH}{rT}\cos\theta}\sin\theta\, d\theta. \tag{53}$$

Определяя константу C условием

$$N = C\int_0^\pi e^{a\cos\theta}\sin\theta\, d\theta,$$

полагая

$$a = \frac{MH}{rT},$$

получаем

$$C = \frac{N}{2}\frac{\operatorname{sh} a}{a}.$$

Намагниченность A, приобретаемая веществом, равна

$$A = \int M\cos\theta dN = NM\left[\frac{\operatorname{ch} a}{\operatorname{sh} a} - \frac{1}{a}\right].$$

В случае парамагнетизма a всегда очень мало, A пропорционально H и соответствующая *восприимчивость* имеет значение

$$\varkappa = \frac{NM^2}{2rT},$$

или, если обозначить через I намагниченность, соответствующую максимально возможному для тела насыщению $I = NM$, и, учитывая выражение (2);

$$\varkappa = \frac{I^2}{2RTc},$$

откуда

$$a = \frac{MH}{rT} = \frac{IH}{RTc} = H\sqrt{\frac{2\varkappa}{RTc}}.$$

Чтобы вычислить двойное преломление, обусловленное парамагнитной ориентацией, данной выражением (53), надо знать соответствующее значение интеграла J, определяющего двойное лучепреломление, согласно равенству (38). По определению J, предполагая a малым, легко получаем

$$J = \frac{2}{3}\left(1 - \frac{a^2}{15}\right).$$

Откуда, для определения двойного лучепреломления имеем равенство:

$$\frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_0^2 + 2)^2} = \pi N(\sigma_1 - \sigma_2)\frac{4\varkappa H^2}{45RTc}.$$

Между тем, для диамагнитного вещества с восприимчивостью $\varkappa'$ мы получаем, учитывая данные выше отношения, следующее выражение:

$$\frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_0^2 + 2)^2} = \pi N(\sigma_1 - \sigma_2)\frac{2\varkappa' H^2}{15RTc}\Delta. \qquad (54)$$

Итак, теория предусматривает двойное магнитное преломление парамагнитных веществ *при условии, если их оптическая анизотропия была достаточно велика*. Было бы важно, чтобы дальнейшие исследования были продолжены в этом направлении.

Впрочем всегда имеется наложение диамагнетизма на парамагнетизм, поскольку наблюдаемая восприимчивость представляет собой сумму двух членов с противоположными знаками. Если $\varkappa$ представляет собой положительный парамагнитный член, обусловленный постоянным моментом молекул, а $\varkappa'$ отрицательный член, соответствующий дополнительной диамагнитной поляризации, которой они подвергаются под действием поля, общий оптический результат будет дан выражением:

$$\frac{n_0(n_1 - n_2)}{(n_0 + 2)^2} = \pi N(\sigma_1 - \sigma_2)\frac{4H^2}{45RTc}\left(\varkappa + \frac{3}{2}\varkappa'\Delta\right).$$

Поскольку магнитная анизотропия Δ всегда меньше единицы, эта формула показывает, что если вещество в целом парамагнитно, т. е., если $\varkappa$ в абсолютном значении преобладает над $\varkappa'$, то она даст также и свой знак сумме $\varkappa + 3/2\ \varkappa'\ \Delta$. Следовательно, не имеется оснований предполагать, что в парамагнитных веществах действие ориентации, вызванной лежащим в основе диамагнетизмом, может компенсировать, с оптической точки зрения, действие парамагнетизма.

11. Теория Фойхта. В. Фойхт[1] [7] рассматривает двойное магнитное лучепреломление как поперечное явление, соответствующее вращению плоскости поляризации магнитным полем, и дает формулы для выражения этой связи между двумя явлениями.

По ряду причин эти формулы не объясняют фактов; прежде всего, по формулам выходит, что показатель необыкновенный n_1 равен обыкновенному n_0, поскольку двойное лучепреломление обусловливается только запаздыванием обычной волны; выше я напомнил, что опыт расходится с этим результатом.

Кроме того, легко показать, что значение, предусмотренное формулами Фойхта, для двойного магнитного лучепреломления, например, в случае сероуглерода в тысячу раз слабее, чем значение, наблюдавшееся Коттоном и Мутоном.

Действительно, Фойхт получает для определения обыкновенного показателя n_2 формулу

$$n_2^2 - n_0^2 = \sum\nolimits_2 \frac{\Sigma_1^2}{n_1^2}$$

при

$$\begin{aligned} \sum\nolimits_2 &= 4\pi N\, \omega^2 V^2 H^2 \sum \frac{e^4}{m^3\,(\omega_0^2 - \omega^2)^3}, \\ \sum\nolimits_1 &= 4\pi N\, \omega V^2 H \sum \frac{e^3}{m^2\,(\omega_0^2 - \omega^2)^2}, \end{aligned} \qquad (55)$$

---

[1] W. Voigt. Magneto-u. Elektro-Optik. Teubner, 1908, 161.

где суммирование распространяется на различные электроны, имеющиеся в молекуле, где ω_0 есть собственный период, соответствующий одному из этих электронов, с зарядом e и с массой m, и где V — скорость света в пустоте; в остальном обозначения те же и соответствуют системе электромагнитных единиц CGS.

Коэффициент p Верде, определяющий величину магнитного вращения, получает при тех же обозначениях выражение

$$p = \frac{2\pi N\omega^2 V}{n_0} \sum \frac{e^3}{m^2(\omega_0^2 - \omega^2)^2}, \tag{56}$$

где n_2 очень близко к n_0, и потому коэффициент C Коттона и Мутона принимает вид:

$$C = \frac{n_2 - n_0}{\lambda H^2} = \frac{1}{2n_0\lambda H^2}\left[\sum\nolimits_2 - \frac{\Sigma_1^2}{n_0^2}\right]. \tag{57}$$

Таким образом C представляет собой разность двух членов, которую мы вычислим последовательно, исходя из коэффициента Верде. Возьмем сперва член, служащий вычитаемым.

Сравнение (55) и (56) легко дает для этого члена, при учете выражения

$$\omega = \frac{2\pi V}{\lambda},$$

абсолютное значение

$$\frac{p^2\lambda}{2\pi^2 n_0}$$

Следовательно, этот член вычисляется непосредственно из коэффициента Верде; в случае сероуглерода для желтого света натрия ($\lambda = 6\cdot 10^{-5}$):

$$p = 10^{-5} \quad n_0 = 1{,}6,$$

откуда для рассматриваемого члена значение $2\cdot 10^{-16}$ *в три тысячи раз более слабое*, чем экспериментальное значение C, равное приблизительно $6\cdot 10^{-13}$. Для вычисления первого члена формулы (56), мы заметим, что, согласно закону дисперсии, преломление в сероуглероде соответствует лишь одному собственному периоду в ультра-

фиолетовой части [спектра], с длиной волны около $\lambda = 2 \cdot 10^{-5}$ [1] и для которого $\omega_0 = 10^{-16}$, сохраняя этот единственный член при суммировании, получаем

$$\frac{\Sigma_2}{2n_0\lambda H^2} = \frac{Vp}{\lambda} \frac{e}{m\,(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Принимая для e/m самое большое из значений (то, которое соответствует катодным частицам), получаем, при вышеуказанных значениях для других количеств, значение 10^{-15} для этого первого члена выражения, соответствующего C, *в шестьсот раз меньшее*, чем экспериментальное значение.

Сравнение, проведенное для других веществ, приводит к результатам того же порядка.

Следовательно, вращение плоскости поляризации магнитного момента и двойное магнитное лучепреломление необходимо приписать различным причинам.

Первое явление, подобно диамагнетизму, близко к явлению Зеемана; оно происходит из прямого воздействия магнитного поля на электроны, движущиеся в молекуле, которым последняя обязана своими оптическими свойствами. Немедленно вслед за этим создается поле.

Напротив того, двойное магнитное лучепреломление происходит от последующей перестройки, вызванной анизотропией молекул, от ориентации молекулярных осей, аналогичной той, которая вызывает парамагнетизм. Эта перестройка, наступающая таким же способом в явлении Керра, требует для своего осуществления времени порядка *времени релаксации* Максвелла, необходимого для перехода из одной определенной конфигурации теплового возбуждения к другой.

Эта точка зрения вполне согласуется с опытами Абрагама и Лемуана [2] относительно времени, необходимого для исчезновения двойного электрического лучепреломления: эти физики наблюдали

---

[1] Drude. Lehrbuch d. Optik, 2. Aufl. Leipzig. 1908.

[2] H. Abraham et Lemoine. J. de Phys. II—9, 1900, 262.

исчезновения явления Керра примерно через 10^{-8} *сек* после устранения электрического поля; время релаксации совершенно того же порядка.

Последний аргумент в пользу нашей теории дает влияние температуры: в то время, как, согласно вышеизложенной концепции, эксперимент показывает, что вращательная магнитная сила, сведенная к постоянному числу молекул, не зависит от температуры, двойное магнитное лучепреломление быстро уменьшается, когда поднимается температура, и, согласно результатам Коттона и Мутона для нитробензола, изменяется, как подсказывает формула (54.) Из этой формулы и вытекает значение коэффициентов C двойного магнитного лучепреломления:

$$C = \frac{n_1 - n_2}{\lambda H^2} = \frac{2\pi}{15}(\sigma_1 - \sigma_2)\frac{\Delta}{\lambda}\frac{\varkappa'}{c}\frac{N}{RT}\frac{(n_0^2+2)^2}{n_0}. \tag{58}$$

Необходимо предположить, что первые факторы $\sigma_1 - \sigma_2$, Δ/λ, $\varkappa'/c$ постоянны, когда изменяется температура: $\sigma_1 - \sigma_2$ соответствует оптическим свойствам, Δ — диамагнитным свойствам индивидуальных молекул и являются независимыми от теплового возбуждения; $\varkappa'/c$ есть диамагнитная восприимчивость грамм-молекулы, обычно не изменяющаяся.

Последние факторы уменьшаются, когда повышается температура; N изменяется в обратном отношении к биному кубического расширения жидкости; показатель n_0 также уменьшается, из чего вытекает изменение *более быстрое, чем обратно пропорциональное абсолютной температуре* в полном согласии с экспериментальными фактами. Было бы желательно, чтобы точные количественные результаты относительно различных констант, играющих роль в формуле (58), позволили подвергнуть последнюю более полному экспериментальному контролю.

Наконец, выражение (42) для константы Керра заставляет нас предвидеть для двойного электрического лучепреломления еще более быстрое изменение в зависимости от температуры, чем изме-

нение константы двойного магнитного лучепреломления; экспериментальные результаты действительно подсказывают путь в этом направлении.

Сравнение формул (42) и (58) показывает, что $\gamma/C(K+2)^2$ должно оставаться постоянным при изменении температуры. Числовые данные еще не достаточно достоверны, чтобы позволить точную проверку этого отношения.

(Рукопись получена 25 августа 1910 г.)

О НЕВОЗМОЖНОСТИ ОБНАРУЖИТЬ ПОСТУПАТЕЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ЗЕМЛИ С ПОМОЩЬЮ ФИЗИЧЕСКИХ ОПЫТОВ [1]

I. Известно, что все опыты, поставленные в целях обнаружения поступательного движения Земли по отношению к электромагнитному эфиру, дали отрицательные результаты. Лоренц показал недавно [1], дополняя результаты, полученные ранее им и Лармором[2], что электронная теория *полностью предвидит, и притом во всех порядках приближения*, невозможность обнаружить при помощи статических измерений или наблюдений положения равновесия, либо интерференционных полос в оптике, движение всей системы электронов, если сам наблюдатель увлекаем вместе с нею. Соответствующее рассуждение предполагает, что все внутренние силы системы имеют электромагнитную природу, и доказывает, что в таком случае увлекаемая система испытывает в направлении движения сокращение, в результате которого все линейные размеры, параллельные направлению движения, умножаются на $\sqrt{1-\beta^2}$, где β представляет отношение скорости движения системы к скорости света; при этом, размеры, перпендикулярные направлению движения, остаются неизменными.

Применение этой теории к движению Земли заставляет предполагать, что упругие силы и силы сцепления, определяющие конфигу-

---

[1] H. A. Lorentz. Akad. v. Wetensch. te Amsterdam, 23 avril 1904.
[2] J. Larmor. Aether and Matter.

рацию измерительных приборов, тоже имеют электромагнитную природу или ведут себя аналогичным образом подобное заключение не является необходимым для силы тяжести, не игравшей заметной роли во всех произведенных до настоящего времени опытах.

II. Будем ли мы рассматривать сокращение в направлении, параллельном движению как следствие электромагнитного происхождения сил сцепления или как некоторую связь, наложенную на материальные системы, это сокращение в полной мере объясняет отрицательный результат опытов, недавно произведенных Траутоном и Ноблем [1], в которых электрически заряженный плоский конденсатор, подвешенный на крутильной нити, сохраняет неизменным положение равновесия при изменении направления движения Земли по отношению к вертикальной плоскости его обкладок. Теория предвидит, что, если бы конфигурация конденсатора оставалась неизменной, то он, наоборот, должен был бы занимать такое положение, что его пластинки становились бы параллельными направлению движения.

Следующее рассуждение показывает, что такого рода тенденция *полностью* исчезает, если мы допустим Лорентцево сокращение в качестве связи, наложенной на систему, и позволяет локализовать в *самом конденсаторе*, независимо от системы подвеса, причину компенсации той пары сил, которая должна была бы существовать при отсутствии сокращения.

III. Общий метод решения задач электромагнитной динамики состоит в том, что мы применяем принцип, аналогичный принципу Гамильтона в механике; согласно этому принципу, переход электромагнитной системы из одной конфигурации, соответствующей моменту t_0, во вторую, соответствующую моменту t_1, определяется условием, чтобы интеграл [2]

$$\int_{t_0}^{t_1} (W_e - W_m)\, dt$$

[1] Trouton et Noble. Phil. Trans. A, t. CCII, 1903, p. 165.

[2] J. Larmor. Aether and Matter.

явился бы стационарным для всякого виртуального изменения, допускаемого связями, если W_e и W_m представляют электрическую и магнитную энергии системы. Для конфигурации, соответствующей равновесию, $W_e - W_m$ — *функция Лагранжа* [1] не изменяется со временем и условие равновесия просто состоит в том, что это выражение имеет максимум или минимум.

Объяснение отрицательного результата Траутона и Нобля возможно при условии, что для рассматриваемого конденсатора функция $L = W_e - W_m$, вычисленная с учетом связи, и в частности сокращения Лорентца, независима от ориентации пластин по отношению к направлению переносного движения.

IV. Если мы рассматриваем заряженный плоский конденсатор, или вообще какую-нибудь наэлектризованную систему, переносное движение которой вызывает магнитное поле, то легко показать, вычисляя электрическую и магнитную энергии, что, в предположении сокращения этой системы в отношении $\sqrt{1-\beta^2}$, функция Лагранжа L' для движущейся системы будет

$$L' = L\sqrt{1-\beta^2},$$

где L — функция Лагранжа для покоящейся системы без сокращения. Таким образом, L' является *строго независимой* от ориентации системы и в результате движения не получается никакой пары, которая стремилась бы изменить ориентацию конденсатора. Таким образом, опыт Траутона и Нобля и должен был дать отрицательный результат *для всякого порядка приближения, какова бы ни была система подвешивания конденсатора*. Компенсация происходит внутри самой наэлектризованной системы, если предположить, что последняя испытывает Лорентцево сокращение.

---

[1] P. Langevin. Revue générale des sciences, 15 mars 1905. (Cf. Max Abraham. Ann. d. Physik, t. X, 1903, p. 105).



ЭВОЛЮЦИЯ ПОНЯТИЙ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ [1]

В последнее время внимание физиков вновь привлекли к себе фундаментальные понятия пространства и времени, потребовавшие своего пересмотра в свете новейших экспериментальных фактов. Эмпирическое происхождение этих понятий лучше всего и с полной очевидностью выявляется из еще незавершенного процесса их прогрессирующего приспособления ко все более углубленным достижениям человеческого опыта.

Я хочу показать, что эти понятия, в той форме, в какой мы ими оперировали до сих пор (обычно не анализируя в достаточной мере их подлинного смысла), целиком определялись и были обусловлены механистической теорией, т. е. системой, которая является лишь частной и предварительной синтетической концепцией мира. Наши понятия времени и пространства — это понятия, которых требовала рациональная механика.

Новый и все более и более мощный синтез, которым является современная электромагнитная теория физических процессов, требует иных, чем известные нам из механики, понятий о пространстве и, особенно времени, а именно тех, в пользу которых говорят современные методы экспериментального исследования. Разве не замечательно, что растущее совершенство нашей измерительной методики, позволяющей в некоторых случаях производить измерения с точностью сверх одной миллиардной, вынуждает нас и теперь видоизменять самые фундаментальные категории нашего мышления для их надлежащего приспособления к фактам? Наблюдая за тем, как эволюционируют эти категории, как они живут и преобразовываются на наших

глазах, философ имеет прекрасную возможность постичь их сокровеннейшую природу.

Понятия времени и пространства не являются априорными. Каждому этапу наших познаний, каждой стадии в развитии наших теорий о физическом мире соответствует определенное представление о пространстве и времени. Механицизм породил прежнюю концепцию, электромагнетизм требует новой, и у нас нет никаких оснований думать, что эта новая концепция окончательна.

Наш разум с трудом привыкает к новым формам мышления, а размышление над этими проблемами представляет особые трудности и может быть облегчено только, если будет выработан новый адэкватный язык. Эта задача стоит сейчас перед философами, и они должны разрешить ее совместными усилиями для облегчения эволюции человеческого рода.

Во всех живых существах заложена способность к внутреннему и самопроизвольному развитию,— тем более мощному, чем лучше они приспособлены к среде, в которой родились. В результате этого происходит столкновение между особями или видами, заканчивающееся взаимным приспособлением, или, когда примирение невозможно, борьбой и выживанием наиболее приспособленных, которые поглощают других и тем самым воссоздают их в новом воплощении, утверждаемом самой жизнью как наилучшее.

То же относится и к физическим теориям. Та или иная из них, оказавшаяся наиболее четкой и логично построенной, блестяще объясняет и группирует в одно целое известную категорию экспериментальных фактов, придавая сырому материалу соответствующую форму. Затем эта теория начинает самопроизвольно расти, повинуясь своим собственным законам, своему внутреннему ритму, и воздвигает стройные теоретические здания, используя в качестве «строительного» материала факты, уже известные, но еще не обобщенные, факты, открытию которых они содействовали, и, наконец, факты, уже синтезированные в других теориях, которые, вступив в конфликт, поглощаются и усваиваются теорией-победительницей.

Подобно тому, как созидательная работа внутри живых организмов облегчается органическим синтезом, уже совершившимся в других существах, которыми они питаются, новая теория сохраняет и использует более или менее полно группировки фактов, известные из прежних теорий, над которыми она восторжествовала.

В наше время мы наблюдаем борьбу этого рода между двумя мировоззрениями, принадлежащими к числу самых блестящих и важных достижений человеческой мысли: между рациональной механикой Галилея — Ньютона, с одной стороны, и электромагнитной теорией, сформулированной в своем зрелом виде Максвеллом, Герцем и Лорентцем — с другой.

Рациональная механика была создана для объяснения явлений видимого движения и вполне преуспела в выполнении своей задачи. На протяжении XVIII и большей половины XIX в. научная мысль делала большие усилия, чтобы распространить этот эффективный способ объяснения на все физические явления вообще, прилагая законы механики к невидимым движениям материальных частиц или различных флюидов.

Таким образом развилась доктрина, известная под именем механицизма, представляющая собой результат слияния рациональной механики и атомистических гипотез. В некоторых областях физики она имела большой успех, примером чего может служить кинетическая теория газов и жидкостей. В других областях, как оптика и теория упругости, механицизм оказался менее плодотворным.

Следует, кстати, напомнить, что неудачи механицизма часто относили за счет атомистической доктрины, которая, однако, в наши дни опирается на неопровержимые экспериментальные доказательства и, в сочетании с электромагнитной теорией, дала столь замечательные плоды за истекшие пятнадцать лет.

В действительности же, по-видимому, порочна самая попытка применить к невидимым движениям законы механики, установленные первоначально для видимых движений, тем более, что даже для последних эти законы являются первым, впрочем, превосходным приближением.

Теория электромагнитных явлений, в современной ее форме, независима от законов, устанавливаемых рациональной механикой для движений материи, хотя ее вмешательство чувствуется в некоторых основных определениях. На эту независимость ясно указывают те радикальные разногласия, которые ныне возникают между обоими этими синтезами.

Электромагнетизм столь же замечательно приспособляется к фактам в определенной области, как рациональная механика в области видимого движения. Со своими весьма специальными понятиями о среде, передающей действия непрерывно от точки к точке, об электрическом и магнитном полях, характеризующих состояние этой среды, о зависимости совершенно нового типа между одновременными изменениями этих полей в пространстве и времени — электромагнетизм представляет собой совершенно особый способ мышления, особую дисциплину, в корне отличную от механики и обладающую огромными возможностями развития. Достаточно вспомнить, что электромагнитная теория без труда покорила необъятную область оптики и теплового излучения, перед которой механицизм оказался бессильным, и каждодневно обогащает ее новыми открытиями. Электромагнетизм завоевал большую часть физики, захватил химию, связал и упорядочил громадное число фактов, которые до того оставались неоформленными и разбросанными.

Первая из двух враждующих теорий гордится своим славным прошлым, тем, что ее законы были проверены на отдаленнейших светилах и на молекулах наиболее разреженных газов; вторая теория, более молодая и более живая, неизмеримо лучше приспособлена к физике в целом и отличается внутренней способностью к росту, которую механика, видимо, уже утратила.

Максвелл считал возможным примирить обе эти доктрины и доказать, что электромагнитные явления могут быть объяснены законами механики. Однако его доводы, относящиеся всего лишь к частному случаю замкнутых токов, доказывают только то, что электромагнитная теория и механика имеют ряд общих черт, например, общее свойство оставлять постоянными некоторые инте-

гралы; но они могут остаться непримиримыми в ряде других отношений.

Эти противоречия были выявлены в последнее время новейшими экспериментальными данными, а именно — отрицательными результатами всех опытов (из которых некоторые были чрезвычайно тонкими), проводившихся внутри равномерно и прямолинейно движущейся материальной системы с целью обнаружения абсолютного равномерно-поступательного движения всей системы в целом.

Из рациональной механики давно уже известно, что опыты с видимыми движениями, производимые внутри материальной системы, не позволяют обнаружить равномерного поступательного движения всей системы в целом, хотя и дают возможность установить наличие вращательного движения при помощи маятника Фуко или гироскопа. Иначе говоря, с точки зрения механики, равномерно-поступательное движение всей системы, в противоположность вращательному, не имеет абсолютного значения.

Но внутри материальной системы могли быть предприняты и другие опыты, основанные на электромагнитных или оптических явлениях. Электромагнитная теория предполагает наличие эфира, служащего средой, которая передает электрические и магнитные действия и в которой с определенной скоростью распространяются электромагнитные возмущения, в частности, свет.

Можно было надеяться, что электромагнитные или оптические опыты внутри материальной системы, равномерно перемещающейся в пространстве по отношению к среде, позволят выявить и сделать очевидным это перемещение.

Поскольку Земля в своем годовом движении имеет поступательную скорость, относительное изменение которой для двух диаметрально противоположных точек земной орбиты достигает 60 *км/сек*, то полагали, что—по крайней мере, в некоторые моменты года — наблюдатели, находящиеся вместе со своими приборами на Земле и перемещающиеся со скоростью того же порядка относительно эфира, смогут обнаружить свое движение.

Надеяться же на это имелись все основания, ибо, соединяя наше обычное представление о пространстве и времени, отвечающее требованиям рациональной механики, с основными уравнениями электромагнетизма, которые считались точными для наблюдателей, неподвижных по отношению к эфиру, можно было думать, что эти уравнения должны измениться по форме для наблюдателей, перемещающихся в эфире, и что разница между скоростями такого порядка, как при движении Земли по ее орбите, может быть в известных условиях обнаружена особо тонкими опытами.

Однако результаты опытов были неизменно отрицательными. Не вдаваясь в объяснения и независимо от них, мы можем считать экспериментальным фактом содержание следующего принципа, именуемого принципом относительности.

Если различные группы наблюдателей равномерно-поступательно перемещаются относительно друг друга (например, наблюдатели на Земле при ее различных положениях на орбите), то все механические и физические явления будут подчиняться одним и тем же законам для всех групп наблюдателей [2]. Опыты, проведенные внутри материальной системы, с которой связан наблюдатель, не позволят ему выявить равномерное поступательное движение всей системы в целом.

К этому можно добавить, что основные уравнения электромагнетизма в их обычной форме будут справедливы одновременно для всех групп наблюдателей и что для каждого из них все будет происходить так, как будто он неподвижен по отношению к эфиру.

Таким образом, опыт показывает, что уравнения между физическими величинами, при помощи которых мы формулируем закон внешнего мира, должны в точности сохранять свою форму для различных систем отсчета, перемещающихся равномерно и прямолинейно относительно друг друга.

Говоря математическим языком, это означает, что данные уравнения допускают группу преобразований, соответствующих переходу от одной системы отсчета к другой, находящейся в движении по отношению к ней. Уравнения физики должны оставаться неизменными

для всех преобразований этой группы. При переходе от одной системы отсчета к другой при таком преобразовании меры различных величин, в частности пространства и времени, должны быть изменены способом, который соответствует самой структуре этих понятий.

Уравнения рациональной механики действительно допускают группу преобразований, соответствующих изменению системы отсчета, и в отношении мер пространства и времени эти преобразования укладываются в рамку обычной трактовки этих понятий.

Большой заслугой Лорентца является доказательство того, что основные уравнения электромагнетизма также допускают группу преобразований, благодаря чему они сохраняют свою форму при переходе от одной системы отсчета к другой. Что касается пространства и времени, то *эта группа преобразований в корне отличается от группы, относящейся к механике.*

Перед нами возникает проблема выбора. Если мы хотим сохранить абсолютное значение за уравнениями рациональной механики, за механицизмом и соответствующими ему понятиями пространства и времени, необходимо отказаться от уравнений электромагнетизма, отказаться от великолепного синтеза, о котором речь шла выше, и вернуться, например, в оптике, к забракованной свыше 50 лет назад корпускулярной теории со всеми ее трудностями. Если же мы, наоборот, хотим сохранить электромагнетизм, мы должны приспособить наше мышление к новым представлениям о пространстве и времени, которые он требует, и рассматривать рациональную механику всего лишь как первое приближение, вполне, впрочем, достаточное для движений, скорость которых не превышает нескольких тысяч километров в секунду. Обеспечить дальнейший прогресс науки и играть в ней первенствующую роль, которая, согласно механицизму, должна была принадлежать рациональной механике, может только электромагнетизм или же такая система механики, которая обладала бы той же группой преобразований, что и электромагнетизм.

Чтобы наглядно продемонстрировать глубокую противоположность обоих синтезов, проще всего, следуя предложению Минковского,

слить понятия о пространстве и времени в одно более общее понятие о мире.

Мир — это совокупность всех событий. Событием является то, что происходит, или то, что существует в данном месте и в данное время. При наличии известной системы отсчета, иными словами, системы осей, связанной с группой наблюдателей, событие, с точки зрения его положения в пространстве и времени, определяется четырьмя координатами, отнесенными к этой системе отсчета,— тремя координатами пространства и одной координатой времени.

Два события, отнесенные к той или иной системе отсчета, обычно отличаются одно от другого своим положением как в пространстве, так и во времени, т. е. происходят в разных местах и в разное время. Таким образом, два события разделяются расстоянием между точками, где они совершаются, и интервалом во времени.

Отсюда следует, что время можно определить с помощью совокупности событий, которые происходят последовательно в одном и том же месте, например, в одной и той же части материи, связанной с данной системой отсчета. Пространство же может быть определено посредством совокупности одновременно совершающихся событий. Такое определение пространства представится вполне логичным, если принять во внимание, что форма движущегося тела определяется совокупностью положений, в которых одновременно находятся все его материальные части или точки, т. е. совокупностью событий, заключающихся в одновременном существовании этих материальных точек. Пользуясь термином «мировая линия», предложенным Минковским, можно сказать, что форма тела в данный момент определяется совокупностью положений, одновременно занимаемых на своих мировых линиях материальными точками, составляющими это тело.

Следовательно, когда речь идет о движущемся теле (а это общий случай), понятие об одновременности событий в различных точках лежит в самой основе определения пространства.

Общепринятое понятие о времени предполагает, что эта одновременность абсолютна и не зависит от системы отсчета. Эту обычно

подразумеваемую гипотезу необходимо проанализировать более тщательно.

Почему мы обычно не хотим допустить, что два события, которые в глазах одной группы наблюдателей происходят одновременно, могут не совпасть во времени для другой группы наблюдателей, перемещающейся по отношению к первой группе? Иначе говоря, почему мы отказываемся предположить, что переход от одной системы отсчета к другой может изменить последовательность событий во времени?

Очевидно, мы молчаливо допускаем, что если два события чередуются в известном порядке, установленном в данной системе отсчета, то первое из них может находиться в причинной связи со вторым и изменять условия, в которых оно совершается, каково бы ни было расстояние обоих событий в пространстве.

В этих условиях было бы, разумеется, абсурдным полагать, что в глазах других наблюдателей, пользующихся иной системой отсчета, второе событие, являющееся следствием, могло предшествовать во времени своей причине.

Таким образом, понятие об абсолютном совпадении событий во времени основано на подразумеваемой гипотезе, что причинность распространяется с бесконечной скоростью и что одно какое-либо событие может мгновенно явиться причиной другого, независимо от расстояния между ними.

Эта гипотеза вполне согласуется с механистической концепцией, более того — является для нее обязательной, ибо абсолютно твердое тело, описываемое рациональной механикой, или, например, нерастяжимый шнур звонка, протянутый между точками, где совершаются два события, мгновенно дал бы знать о первом из них там, где должно произойти второе, и, таким образом, позволило бы учитывать и рассматривать первое в качестве причины среди других условий, определяющих второе.

Этот пример иллюстрирует взаимное приспособление понятий рациональной механики и обычных понятий о пространстве и времени, согласно которым одновременность двух событий, разделенных в пространстве, мыслится абсолютной.

Совершенно естественно, что в группе преобразований, допускаемых уравнениями механики, *интервал во времени между двумя событиями сохраняется и измеряется одинаково всеми наблюдателями независимо от того, как они перемещаются по отношению друг к другу.*

Иначе обстоит дело с пространством. Общеизвестно, что расстояние между двумя событиями в пространстве не является вообще абсолютной величиной и зависит от примененной системы отсчета.

Следующий конкретный пример показывает, каким образом это расстояние в пространстве между двумя одинаковыми событиями может оказаться различным для разных групп наблюдателей, перемещающихся по отношению друг к другу. Представим себе, что через отверстие в полу движущегося по отношению к земле вагона выброшены поочередно два предмета. Два события, заключающиеся в их падении, произойдут в одном и том же месте с точки зрения пассажиров вагона, но в разных местах с точки зрения наблюдателей, находящихся снаружи. Для пассажиров пространство, разделяющее оба события, будет равняться нулю, а для наблюдателей, находящихся вне вагона, оно выразится произведением скорости, с которым движется вагон, на интервал во времени между падением двух предметов.

Расстояние в пространстве между двумя событиями является абсолютным и не зависит от системы отсчета только в том случае, когда они происходят одновременно. Из этого непосредственно следует, что размеры предмета, например длина линейки, также имеют абсолютное значение и остаются одинаковыми для всех наблюдателей, независимо от того, перемещаются ли они по отношению предмета или нет. В глазах любого наблюдателя, покоящегося или движущегося, длиной линейки является расстояние между двумя ее концами, т. е. пространство, разделяющее два события, заключающихся в одновременном существовании ее обоих концов. Таким образом, как совпадение во времени, так и расстояние в пространстве между двумя одновременными событиями являются абсолютными с точки зрения обычных представлений о пространстве и времени.

Если два каких-либо события разделяются во времени, то всегда можно подобрать систему отсчета, в которой они будут совпадать

в пространстве, и найти наблюдателей, для которых они произойдут в одном и том же месте. Для этого достаточно лишь перемещать наблюдателей по отношению к первоначальной системе отсчета таким образом, чтобы они, присутствуя при первом событии, присутствовали и при втором, и тогда оба события произойдут для них в одном и том же месте. Наблюдатели должны при этом перемещаться со скоростью, равной расстоянию, деленному на интервал во времени между событиями, отнесенными к первоначальной системе отсчета. Подобрать требуемую скорость всегда возможно, если только интервал во времени не будет равен нулю, т. е. если события не произойдут одновременно.

Однако то, что достижимо для пространства, а именно подбор системы отсчета, которая уничтожила бы расстояние, невозможно, как мы видели, в отношении времени, так как интервал между событиями во времени является абсолютной величиной и измеряется одинаково во всех системах отсчета.

Эта разница между временем и пространством, вытекающая из обычных представлений о них, отсутствует в новых концепциях, согласно которым интервал во времени, как и расстояние в пространстве, зависит от системы отсчета и изменяется при перемещении наблюдателей.

Единственным исключением является случай, когда события совпадают и во времени и в пространстве. Такое совпадение не может не быть абсолютным, поскольку два события при этом сталкиваются и из их столкновения возникает новое, третье событие, что, несомненно имеет абсолютный смысл. Вернемся к упомянутому нами примеру. Если два предмета падают одновременно из одного и того же отверстия в полу вагона, они могут удариться друг о друга и разбиться, причем явление удара будет иметь абсолютный смысл, так что ни электромагнитная теория, равно как и механическая, ни любая другая не позволяют одной группе наблюдателей отрицать совпадение событий во времени и пространстве, отмеченное другой группой, как бы они взаимно ни перемещались. В глазах пассажиров вагона, а также тех, кто стоит около железнодорожного полотна, два предмета сталкива-

ются и разбиваются, ибо они выброшены через одно и то же отверстие в один и тот же момент.

Оговорив этот частный случай, мы легко убеждаемся в том, что электромагнитная теория заставляет нас в корне пересмотреть понятие о мире. Согласно уравнениям электромагнетизма в их обычном виде, электромагнитное возмущение, например световая волна, распространяется в пустоте с одинаковой скоростью во всех направлениях, равной примерно 300 тыс. *км/сек*. Результаты новейших экспериментальных исследований говорят о том, что если эти уравнения справедливы для одной группы наблюдателей, они останутся в силе и для всех других групп, как бы последние ни перемещались по отношению к первой группе. Отсюда вытекает тот парадоксальный факт, что данное световое возмущение должно распространяться с одной и той же скоростью в глазах всех взаимно перемещающихся наблюдателей. Возьмем такой пример: с одного наблюдательного пункта группа наблюдателей видит, что в определенном направлении со скоростью 300 тыс. *км/сек* распространяется световая волна и что в том же направлении движется другая группа наблюдателей; в этих условиях, как бы ни была велика скорость, с которой движется вторая группа наблюдателей, последние также видят, что световая волна распространяется по отношению к ним со скоростью 300 тыс. *км/сек*.

Эйнштейн первый доказал, что это обстоятельство, необходимо вытекающее из электромагнитной теории, достаточно, чтобы установить новые характеристики для пространства и времени в соответствии с изменившимся представлением о вселенной. Из всего вышесказанного очевидно, что в новых построениях существенную роль должна играть скорость света. Только эта скорость остается неизменной при переходе от одной системы отсчета к другой. Для электромагнитного мира она имеет то же значение, какое имеет бесконечная скорость для механического мира. Это ясно будет видно из нижеследующих соображений.

Для любых двух событий переход от одной системы отсчета к другой изменяет как расстояние в пространстве, так и интервал во вре-

мени. Однако с точки зрения того, насколько эти изменения важны, приходится все пары событий разделять на две большие категории, в которых пространство и время играют симметричные роли.

Первая категория включает события, расстояние между которыми в пространстве больше, чем путь, проходимый светом в течение интервала, разделяющего их во времени. Если два события этой категории будут сопровождаться испусканием световых сигналов, то каждое из них совершится раньше, чем дойдет световой сигнал, оповещающий о другом событии. Это отношение является абсолютным: будучи установлено для одной системы отсчета, оно остается в силе и при переходе к любой другой системе.

Уравнения преобразования, требуемые электромагнитной теорией, показывают, что в подобных случаях порядок чередования двух событий во времени не носит абсолютного характера. Последовательность, отмеченная одной группой наблюдателей, окажется обратной в глазах второй группы, которая будет перемещаться по отношению к первой со скоростью, меньшей, чем скорость света, т. е. достижимой физически.

Ясно, что два события, порядок чередования которых обратим, не могут находиться в причинной связи между собой. Если бы такая связь существовала, часть наблюдателей увидела бы следствие раньше, чем причину, а это явный абсурд.

Если расстояние между двумя событиями в пространстве превышает путь, проходимый светом в течение разделяющего их промежутка времени, то первое событие успело бы дать сигнал о себе и обусловить второе, а второе — получить об этом сведение лишь в том случае, если бы причинность могла распространяться с большей скоростью, чем скорость света. Согласно всему вышеизложенному мы, следовательно, должны исключить подобную возможность: какова бы ни была природа причинности, нет оснований предполагать, что скорость ее распространения может превосходить скорость света. Ни один сигнал не может передаваться и ни один вестник перемещаться со скоростью, большей 300 тыс. *км/сек*.

Очевидно следует признать, что всякое событие действует как причина расстояний и его результат может ощущаться мгновенно лишь в том месте, где оно происходит, и отнюдь не может явиться мгновенной причиной другого, пространственно отделенного от него события. Лишь в дальнейшем его отражения становятся заметны на расстояниях, которые возрастают со скоростью, максимально равной скорости света. Мы видим, следовательно, что в новой концепции скорость света играет ту же роль, какая в старых представлениях отводилась бесконечной скорости, рассматриваемой как предельная, с которой может распространяться причинность.

Нетрудно заметить, что наблюдаемый в наши дни антагонизм между механицизмом и электромагнетизмом воскрешает в новой форме ту же борьбу между двумя концепциями в истории развития теорий электричества: концепцией о мгновенном действии на расстоянии, соответствующей принципам механицизма, и концепцией Фарадея о передаче действия средой по принципу непрерывности от точки к точке. Эта старая борьба в настоящее время затрагивает самые основные понятия физики.

Из всего сказанного вытекает ряд следствий. Во-первых, ни одна часть материи не может перемещаться по отношению к другой части со скоростью, превышающей скорость света. Этот парадоксальный вывод содержится в формулах сложения скоростей, полученных новой кинематикой: при сложении любого числа скоростей, каждая из которых будет меньше скорости света, итог также оказывается меньше, чем скорость света. Это аналогично обычному представлению, что сложение любого числа конечных скоростей дает всегда конечную же скорость.

Далее, необходимо подчеркнуть, что ни одно действие на расстоянии, например тяготение, не может распространяться быстрее света. Как известно, этот вывод вполне согласуется с новейшими астрономическими данными.

Наконец, надо отказаться от понятия абсолютно твердого тела в механике, которое позволяло бы мгновенно передавать сигналы на расстояние и обеспечило бы распространение причинности со ско-

ростью, превышающей скорость света. Все, что мы знаем о реальных твердых телах, говорит о том, что любое действие и любая волна распространяются в них медленнее, чем свет. Мы знаем, например, что в самых твердых телах упругие волны имеют в действительности скорость, значительно меньшую скорости света. Важно то, что мы должны отбросить самое представление об абсолютно твердом теле, которое могло бы быть приведено в движение во всех своих точках одновременно.

Вышеприведенные рассуждения можно резюмировать следующим образом. Если бы какой-либо сигнал мог распространяться быстрее, чем свет, то нашлись бы наблюдатели, для которых он прибыл бы на место назначения раньше, чем был отправлен, и причинная связь, устанавливаемая этим сигналом, оказалась бы перевернутой. Тогда, как сказал Эйнштейн, можно было бы «телеграфировать в прошлое», что с нашей точки зрения является абсурдом.

Оба рассматриваемых события, лишенные определенной последовательности во времени, никоим образом не могут влиять друг на друга и являются независимыми в полном смысле этого слова. Ясно, что благодаря отсутствию причинной связи они не могут происходить в одной и той же части материи и не могут быть отнесены к одной и той же мировой линии или к жизни одного и того же существа. Эта невозможность согласуется с тем фактом, что часть материи, если бы она была местом, где последовательно произошли оба события, должна была бы двигаться со скоростью большей, чем скорость света.

Следовательно, события первой категории никогда не совпадут в пространстве, какова бы ни была система отсчета. Однако они могут совпасть во времени. Поскольку их последовательность обратима, можно подобрать систему отсчета, в которой рассматриваемые события произойдут одновременно.

Два рассмотренных нами события, абсолютно отделенные одно от другого в пространстве, но не имеющие абсолютной последовательности во времени, могут быть названы *сопряженными в пространстве* или *парами в пространстве.*

Замечательно то, что расстояние между событиями, хотя и не может быть совершенно уничтожено, все же сокращается до минимума при применении системы отсчета, обеспечивающей совпадение событий во времени.

Отсюда вытекает следующее положение.

Расстояние в пространстве между двумя событиями, происходящими одновременно с точки зрения данной группы наблюдателей, будет для них короче, чем для других групп наблюдателей, перемещающихся по отношению к данной группе.

Под это положение подпадает в качестве частного случая так называемое *сокращение Лорентца*. Оно заключается в том, что одна и та же линейка, рассматриваемая различными группами наблюдателей, из которых одни находятся в покое, а другие — в движении по отношению к этой линейке, представляется передвигающимся наблюдателям более короткой, чем находящимся в покое. Действительно, нам уже известно, что наблюдатели, перед которыми проходит линейка, определяют длину этой линейки расстоянием между положениями в пространстве ее концов, видимых для них одновременно. Из сказанного ясно, что в данном случае расстояние между концами линейки будет для этих наблюдателей меньше, чем это кажется наблюдателям, связанным с линейкой.

Нетрудно понять, что сокращение Лорентца может носить характер двойственности, а именно, что две линейки, имеющие одинаковую длину в состоянии относительного покоя, будут взаимно представляться укороченными при движении одной относительно другой, поскольку наблюдателю, перемещающемуся вместе с одной линейкой, вторая будет казаться короче. Дело в том, что наблюдатели, перемещающиеся вместе с движущимися одной относительно другой линейками, определяют одновременность различным образом.

Вторая категория пар событий совершенно коррелятивна первой, так как для них пространство и время просто меняются своими ролями. Относящиеся к этой категории события, которые я назову *сопряженными во времени*, или *парами во времени*, характеризуются

следующим абсолютным признаком: их разделяет пространство меньшее, чем путь, проходимый светом в течение интервала между ними во времени. Иначе говоря, второе событие совершается *после* прибытия светового сигнала, отправление которого во времени и в пространстве совпадает с первым событием. Таким образом, фактор времени создает асимметрию между двумя событиями. Первое из них происходит раньше, чем прибытие сигнала, так как испускание сигнала сопровождает это событие. Возможность причинной связи, осуществляемой посредством света, или другим каким-либо путем, не исключается. Второе событие совершается в условиях, допускающих наличие первого события. Ввиду этого последовательность событий во времени является абсолютной и не зависит от системы отсчета. Она могла быть обратимой только при переходе к такой системе отсчета, которая перемещалась бы относительно первоначальной системы со скоростью, превышающей скорость света.

Два события, между которыми, таким образом, существует реальная возможность причинной связи никогда не совпадут во времени, но соответствующий подбор системы отсчета может обеспечить их совпадение в пространстве. В частности, если они относятся к одной и той же мировой линии и чередуются с абсолютной последовательностью в жизни одной и той же части материи, они будут совпадать в пространстве для наблюдателей, связанных с этой частью материи.

Аналогично тому, что было отмечено для первой категории, интервал во времени между двумя событиями, не исчезая совершенно, достигает минимума как раз при системе отсчета, обеспечивающей их совпадение в пространстве.

Отсюда вытекает следующее положение.

Интервал во времени, разделяющий два события, которые в данной системе отсчета совпадают в пространстве, т. е. происходят последовательно в одной и той же точке, будет меньше для этой системы, чем для любой другой, перемещающейся по отношению к первой равномерно поступательно.

Все сказанное выше относится к тому случаю, когда системы отсчета обладают равномерным поступательным движением. Лишь в этих условиях связанные с ними наблюдатели не в состоянии обнаружить своего движения экспериментальным путем, и лишь для таких систем физические уравнения сохраняют свою форму при переходе от одной системы отсчета к другой. Для таких систем все происходит таким образом, как будто они неподвижны по отношению к эфиру. Равномерное поступательное движение в эфире не имеет экспериментального смысла: оно не может быть обнаружено экспериментально.

Однако нельзя делать того поспешного вывода, как это иногда имело место, что понятие об эфире должно быть отброшено, что эфира не существует, что он недоступен опыту. Если движение в эфире происходит с равномерной скоростью и не может быть установлено, то всякое изменение скорости, всякое ускорение имеет абсолютное значение. В частности, один из основных принципов электромагнетизма гласит, что изменение в скорости, с которой движется наэлектризованный центр, всякое ускорение такого центра необходимо сопровождается испусканием волны, распространяющейся в среде со скоростью света; существование этой волны имеет абсолютный смысл.Справедливо и обратное: любая электромагнитная волна, например световая, образуется в результате ускорения, приданного наэлектризованному центру. Таким образом, эфир можно изучить посредством опыта над ускорением. Ускорение абсолютно, ибо оно определяет испускание волн материей, скорость которой изменилась, а реальное существование эфира доказывается тем, что он служит носителем и передатчиком энергии, распространяющейся волнами.

Теория предвидит возможность посредством электромагнитных или оптических опытов,проведенных внутри материальной системы, обнаружить любое изменение в скорости, с которой движется вся система в целом, хотя бы путем констатации испускания волн наэлектризованными телами, которые входят в систему и движутся вместе с ней. Известно далее, что ускорение, приданное системе

такими внешними силами, которые, в отличие от притяжения, действуют не на всю систему в целом, а только на часть ее, может быть обнаружено многими другими способами. Один из них, например, основан на изучении деформации, появившейся внутри системы при передаче ускорения от части, которая подверглась внешнему воздействию, остальным частям.

В зоне равномерного притяжения, где внешнему воздействию, вызывающему ускорение, подвергается непосредственно каждая часть системы, подобной снаряду Жюля Верна, деформаций не бывает, но изменение общей скорости все же может быть выявлено, как я говорил выше, путем электромагнитных или оптических опытов. Законы электромагнетизма в отношении осей, связанных с ускоренно движущейся материальной системой, будут иметь другую форму, чем в отношении осей, движущихся равномерно поступательно.

Абсолютная природа ускорения, как мы сейчас увидим, проявляется также и другим образом.

Предположим, что у нас имеется неравномерно движущаяся часть материи, обладающая своей мировой линией, своей жизнью, состоящей из чередования различных событий.

Для двух таких событий, достаточно близких друг к другу, наблюдатели, движущиеся равномерно и присутствующие последовательно при обоих событиях, могут рассматриваться как связанные с этой частью материи, так как изменение скорости в малом промежутке также мало. Для этих наблюдателей разделяющий события интервал, образующий элемент того, что мы назовем *собственным временем* части материи, окажется короче, чем для всех других групп наблюдателей и их систем отсчета, обладающих равномерным движением.

Если же взять два события из жизни нашей части материи, разделенные интервалом любой продолжительности, то этот интервал для наблюдателей, неизменно связанных с данной системой и перемещающихся неравномерно вместе с ней, окажется в результате интегрирования предыдущих следствий короче, чем для наблюдателей, находящихся в равномерно движущейся системе.

Итак, чтобы сохранить молодость, достаточно жить бурно и беспокойно, надо ускорять свое движение. Мы сейчас увидим что̀ этим можно выиграть.

Возьмем конкретные примеры. Представим себе, что на Земле, движение которой можно рассматривать как равномерно поступательное, находится лаборатория с двумя совершенно одинаковыми образцами радия. То, что нам известно о радиоактивных веществах, позволяет утверждать следующее. Если оба образца останутся в лаборатории, они будут разрушаться одновременно, и активность их одинаково понизится. Но предположим, что один образец выброшен наружу с достаточно большой скоростью, а затем возвращен в лабораторию. Движение его вне лаборатории обязательно будет неравномерным, хотя бы на отдельных своих этапах. Благодаря этому его собственное время, истекшее между отправлением в путь и возвращением, окажется короче, чем интервал, разделяющий те же два события с точки зрения наблюдателей из лаборатории. Он не успеет подвергнуться такому же разрушению, как образец, оставшийся на месте, и проявит более высокую активность. Бурное дви-движение сохранит ему «молодость». Согласно подсчетам, блуждающий образец радия во время пути должен иметь скорость около 4000 *км/сек*, чтобы получить превосходство в активности в одну десятитысячную.

Прежде чем перейти к другому конкретному примеру, рассмотрим наш результат еще и под другим углом зрения. Предположим, что две части материи сближаются, расходятся и затем вновь сближаются. Мы можем утверждать, что наблюдатели, находящиеся на каждой из этих частей в период расхождения, оценят продолжительность последнего не одинаково, причем те и другие наблюдатели состарятся в различной степени. Из вышесказанного следует, что меньше состарятся те их них, движение которых в период расхождения будет сильнее отличаться от равномерного, т. е. те, которым придется подвергнуться наибольшему ускорению.

Этим соображением может руководствоваться тот, кто пожелал бы посвятить два года своей жизни на то, чтобы узнать, какова будет

Земля через двести лет, исследовать будущее Земли, проделав в ее жизни скачок вперед, продолжительность которого составит два столетия, а для него всего два года, но без надежды на возвращение, без возможности сообщить нам результаты своего путешествия, поскольку все попытки этого рода могли бы лишь перенести его все дальше и дальше вперед.

Для этого было бы достаточно, чтобы наш путешественник согласился сесть в снаряд,который будет пущен с Земли со скоростью, приближающейся к скорости света, но несколько ниже этой скорости, что физически возможно, если организовать дело так, например, чтобы произошла встреча с какой-нибудь звездой по истечении одного года жизни путешественника, после чего произошел бы обратный полет его на Землю с такой же скоростью. Вернувшись на Землю состарившимся на два года, он, выйдя из своего ковчега, найдет Землю состарившейся на двести лет, если скорость ее движения за этот промежуток времени была лишь менее 1/20 000 скорости света. Прочно установленные экспериментальные данные физической науки позволяют нам считать этот вывод правильным.

Интересно представить себе, как наш исследователь и Земля могли бы взаимно наблюдать за жизнью друг друга, если бы они могли с помощью световых сигналов или радио поддерживать постоянную связь в период разлуки, и таким образом понять, как возможно расхождение, асимметрия между двумя измерениями продолжительности разлуки.

В тот период, когда они будут удаляться друг от друга со скоростью,близкой к скорости света,каждый будет казаться другому убегающим от посылаемых ему электромагнитных или световых сигналов; ввиду этого потребуется очень долгое время, чтобы принять сигналы, посланные в течение данного промежутка времени. Расчет показывает, что каждому из них будет казаться, что другой живет в двести раз медленнее, чем обычно. За год, в течение которого исследователь будет удаляться от Земли, он будет получать от нее только сообщения,посланные в первые два дня после его вылета, и, таким образом, будет осведомлен за этот год о том, что соверши-

лось на Земле в течение двух дней. Впрочем, по этой же причине, в соответствие с принципом Допплера, излучения, принимаемые им с Земли за этот период, будут иметь для него длину волны в двести раз бо́льшую, чем для Земли. То, что ему будет казаться световым излучением, с помощью которого он сможет видеть Землю, будет передано ему как крайние ультрафиолетовые лучи, близкие может быть к рентгеновым лучам. А для того, чтобы они могли поддерживать между собой связь с помощью волн Герца, т. е. по беспроволочному телеграфу, длина антенны передающих приборов, используемых Землей в течение двух дней вслед за вылетом снаряда, должна быть в двести раз меньше длины приемников путешественника.

Во время возвращения условия окажутся обратными: каждая из обеих сторон увидит другую живущей ускоренной жизнью, в двести раз более скорой, чем обычно, и в течение года, на протяжении которого будет длиться его возвращение, путешественник будет наблюдать события в жизни Земли за двести лет; таким образом, по возвращении он найдет ее постаревшей на двести лет. В течение этого периода он будет видеть Землю через посредство волн, которые будут для него световыми, но которые для Земли будут крайними инфракрасными, через посредство тех лучей, которые открыли недавно Рубенс и Вуд в спектре излучения колпачка ауэровской горелки, и у которых длина волн составляет около ста микрон. Для того чтобы путешественник продолжал получать с Земли сигналы Герца, Земля через два дня после вылета снаряда в течение последующих двух столетий должна будет пользоваться передающей антенной, в двести раз более длинной, чем антенна путешественника, и в сорок тысяч раз более длинной, чем антенна, использованная в течение первых двух дней.

Чтобы понять эту асимметрию, это расхождение, следует заметить, что Земле потребуется два столетия для приема сигналов, посланных исследователем в период его удаления от Земли, период, который для него будет продолжаться один год; Земля будет видеть путешественника живущим в своем ковчеге жизнью замедленной

в двести раз; она будет видеть его действия, совершаемые им в течение одного года. В продолжении двух столетий, в течение которых Земля будет видеть его удаляющимся от нее, она должна будет для приема передаваемых им сигналов Герца пользоваться антенной, длина которой должна в двести раз превышать длину антенны путешественника. По истечении этих двух столетий, Земля получит сообщение о встрече снаряда со звездой; этот момент означает начало обратного пути. Обратный путь исследователя продлится два дня, в течение которых Земля увидит его живущим в двести раз скорее, чем обычно, увидит действия, совершавшиеся им в течение второго года, и по возвращении путешественника найдет его состарившимся всего на два года. В течение этих последних двух дней, Земля для приема его сообщений должна будет использовать приемную антенну, длина которой будет в двести раз короче антенны путешественника.

Таким образом, существует асимметрия, обусловленная тем, что только путешественник в середине своего пути испытает ускорение, которое изменяет направление его скорости и приводит его обратно к исходной точке на Земле. Эта асимметрия проявляется в том, что путешественник видит Землю, удаляющейся от него и приближающейся к нему в промежутки времени, равные для него каждый одному году, в то время, как Земля, предупрежденная об этом ускорении только прибытием световых волн, видит путешественника удаляющимся от нее в течение двух столетий и возвращающимся в течение двух дней, т. е. в течение промежутка времени в 40 000 раз более короткого.

Если мы теперь обратимся к вопросу, каким образом могла бы быть осуществлена подобная программа, то мы естественно встретимся с огромными трудностями материального порядка.

Теория дает нам возможность вычислить работу, которая должна быть проделана Землей, чтобы пустить снаряд, сообщив ему кинетическую энергию, соответствующую его огромной скорости. Допустим, что масса снаряда равняется всего одной тонне; легко рассчитать, что если затратить на его пуск всего один год, заставляя

его для этой цели вращаться, например, на конце пращи, то придется в течение этого года развивать непрерывную энергию давления пара в четыреста миллиардов лошадиных сил и сжечь для ее получения по крайней мере тысячу кубических километров каменного угля.

За этими трудностями пуска последовали бы не менее значительные трудности в момент изменения направления и остановки. Прежде всего, следовало бы для изменения направления найти систему, способную накопить в себе огромную кинетическую энергию снаряда, и затем реализовать ее в прежнем виде, чтобы послать снаряд в обратном направлении с такой же скоростью. Для остановки снаряда следовало бы расходовать эту энергию постепенно с таким расчетом, чтобы ни на один момент не возникало ни ускорения, ни повышения температуры, губительного для снаряда; между тем, количество теплоты, эквивалентное его кинетической энергии, было бы достаточным, чтобы довести температуру снаряда по крайней мере до $10^{16°}$.

С другой стороны, мы имеем все основания полагать, что, если бы какой-нибудь снаряд приблизился к Земле с подобной скоростью, последняя даже не заметила бы его прохождения, и что он остановился бы лишь на известной глубине Земли, не оставив даже никакого отверстия в том месте поверхности, где он прошел. Лишь вдоль его траектории через атмосферу возникло бы очень слабое усиление электропроводности воздуха. Действительно, нам известно, по примеру α-частиц радия, что материальные атомы гелия, скорость которых едва достигает 20 000 *км/сек*, могут двигаться через материю по абсолютно прямой траектории и проходить через другие атомы, не оставляя другого следа своего прохождения, кроме увеличения электрической проводимости, а наш снаряд имел бы на единицу массы кинетическую энергию в сто тысяч раз превосходящую кинетическую энергию α-частиц. Он вызвал бы излучение, обладающее чрезвычайной проникающей силой. Во избежание этих затруднений следовало бы найти средство для постепенного замедления по мере приближения к Земле. Нам кажется, что в этом случае нельзя

применить принцип ракеты, которую мой друг, Ж. Перрен, предлагает использовать для межпланетных путешествий.

Все эти соображения я развил подробно лишь для того, чтобы на поражающем воображение примере показать, к каким последствиям, весьма удаленным от обычных концепций, приводит новая форма понятий пространства и времени. Следует иметь в виду, что именно таково абсолютно правильное развитие заключений, требуемых неоспоримыми экспериментальными фактами, о которых наши предки не имели никакого понятия, когда они устанавливали на основе своего опыта, синтезированного в механистическом мировоззрении, те категории пространства и времени, которые мы унаследовали от них. Нам надлежит продолжить их труд, продолжить с большей точностью, в соответствии с теми средствами, которыми мы располагаем, — приспособление мысли к фактам.

Однако не только в области пространства и времени необходим пересмотр наиболее фундаментальных концепций механистического синтеза. Масса, при помощи которой измерялась инерция — первоначальный атрибут материи, рассматривалась как существенно неизменяемый элемент, характеризующий данную часть материи. В настоящее время это понятие стирается и соединяется с понятием энергии: масса какой-либо части материи изменяется в зависимости от внутренней энергии последней, увеличивается и уменьшается с изменением энергии. Материя, излучающая энергию, теряет свою инерцию в количестве,пропорциональном излученной энергии. Именно энергия инертна; материя сопротивляется изменению скорости только пропорционально энергии, которую она содержит.

Понятие энергии само по себе теряет свой абсолютный смысл: ее мера меняется в зависимости от системы отсчета, к которой относятся явления. И физики в настоящее время ищут в выражении мировых законов действительные элементы, обладающие абсолютным значением, элементы, которые остаются инвариантными при переходе от одной системы отсчета к другой и которые будут играть в электромагнитной концепции вселенной ту же роль, какую играли в механическом синтезе время, масса и энергия.



ВРЕМЯ, ПРОСТРАНСТВО И ПРИЧИННОСТЬ В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ [1]

Неоспоримые экспериментальные факты приводят нас к необходимости признать принципиальную невозможность обнаружения прямолинейного и равномерного движения материальной системы в целом при помощи опытов любого рода, которые были проведены внутри этой системы (принцип относительности).

Совокупность фундаментальных законов физики находится в абсолютной гармонии с этим принципом при условии изменения обычных понятий пространства и времени, которых требует рациональная механика.

Эти изменения касаются особенно понятия одновременности, теряющего свое абсолютное значение, а также отношения причины к следствию, которое можно установить на расстоянии только по истечении времени, превышающего определенный предел; наконец, они приводят к возможности изменения течения времени.

Попытаюсь изложить вам, как можно яснее, новые факты, заставившие физиков изменить те привычные концепции пространства и времени, которых требовали законы классической механики, отказаться от уверенности в том, что на основе этих законов можно объяснить все явления. Именно открытие новых экспериментальных фактов, благодаря усовершенствованным средствам исследования, позволило нам проникнуть в неизвестную до сих пор область и заставило пересмотреть старые понятия, созданные и переданные нам нашими предками, не знавшими этих фактов.

Язык, на котором выражаются физики, нередко отличается от языка философов, и поэтому в целях лучшего взаимопонимания следует избегать трудностей, связанных с употреблением тех слов, которые могут быть истолкованы по-разному. Примерно в этом заключается разногласие, касающееся вопроса времени. Для большинства философов это понятие смешивается с понятием последовательности состояний сознания одного и того же индивидуума, событий, которые следуют друг за другом в одной и той же части материи; физики же должны рассматривать события, происходящие в различных местах, а также специально уточнять понятие одновременности [2]. Они поставили себе вопрос: что подразумевать под понятием одновременности и последовательности двух событий, отстоящих друг от друга на известном расстоянии в пространстве? Как мы ниже увидим, значительная часть новейших достижений касается ответа именно на этот вопрос. С точки зрения обычных концепций, или концепций механики, одновременность или порядок последовательности двух событий, отстоящих друг от друга в пространстве, имеет абсолютное значение, независимое от наблюдателей. В новейших концепциях, наоборот, это значение чисто относительное: два события, одновременные для определенных наблюдателей, не являются таковыми для других, находящихся в движении по отношению к первым; два события, следующие друг за другом в определенной последовательности для первых наблюдателей, могут следовать для вторых в обратной последовательности. Время философа соответствует последовательности очень своеобразной частной серии событий,происходящих в одной и той же части материи или в одном и том же сознании; с точки зрения измерения, это время смешивается с тем, что́ мы будем называть «собственным временем» некоторой части материи. Необходимо поставить вопрос о сравнении «собственных времен» различных частей материи, находящихся в движении относительно друг друга.

Чтобы ответить на подобные вопросы, необходимо считаться с новыми результатами; эти результаты можно резюмировать в принципе, всеобщее значение которого было признано только недавно — принципе относительности.

Если даны различные группы наблюдателей, находящихся в равномерном и прямолинейном движении относительно друг друга, то законы физических явлений будут в точности одни и те же для всех этих групп наблюдателей.

Этот принцип вытекает из отрицательного результата всех опытов, поставленных с целью обнаружения равномерного и прямолинейного движения материальной системы наблюдениями, производимыми внутри этой системы. Чтобы лучше понять значение этого принципа и увидеть, каким образом этот принцип выражается точным языком математиков, необходимо вспомнить частные случаи относительности, которые были известны и раньше.

Прежде всего, существует относительность пространства. Каждый наблюдатель изучает пространство со своей, личной точки зрения, и вид вещей изменяется в зависимости от того, какое положение он занимает. Однако, несмотря на это, в понятии пространства оказалось возможным выделить некую реальность, находящуюся вне каждого из нас, независимую от частной системы, к которой мы ее относим, и изучение которой составляет объект геометрии. Принцип относительности пространства состоит в том, что законы геометрии независимы от частной точки зрения, с которой наблюдается пространство. Такова точная формулировка данного принципа.

Пространство может быть отнесено к различным системам координат; каждый наблюдатель имеет свою систему координат. Такая система образуется тремя осями, которые мы будем предполагать находящимися под прямым углом друг к другу; точка в пространстве определяется тремя координатами: x, y, z, представляющими собой расстояние от этой точки до трех плоскостей, образуемых осями. Координаты одной и той же точки меняются в зависимости от системы, к которой их относят, и становятся, например, x', y', z' в новой системе. Отношения, выражающие старые координаты x, y, z как функцию новых координат x', y', z' называют формулами преобразования координат.

Этим отношениям соответствуют шесть параметров, определяющих относительные положения двух систем осей. Существенным

свойством этих преобразований является то, что они составляют группу. Это значит, что если мы производим последовательно два преобразования этого рода, а именно: если первая соответствует переходу от системы x, y, z к системе x', y', z', а вторая — от системы x', y', z' к третьей системе x'', y'', z'', то результат — отношение между координатами x, y, z и x'', y'', z'' — выражается формулами того же рода, соответствующими непосредственному переходу от первой системы осей к третьей системе. Совокупность этих преобразований координат, соответствующая всем возможным значениям 6 параметров, характеризующих преобразование, обладает тем свойством, что последовательное употребление какого-либо числа преобразований данной группы эквивалентно одному преобразованию той же группы. Эта группа может быть определена также при помощи следующего свойства. Если мы рассматриваем две точки с координатами x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2 в первой системе и x_1', y_1', z_1'; x_2', y_2', z_2' во второй системе, то, несмотря на изменение координат, один элемент, одна функция шести координат остается инвариантной (неизменяемой) для всех преобразований. Этот элемент есть расстояние между двумя точками, квадрат которого d^2 имеет своим значением:

$$d^2 = (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2 =$$
$$= (x_2' - x_1')^2 + (y_2' - y_1')^2 + (z_2' - z_1')^2.$$

Следовательно, формулы, выражающие x, y, z в качестве функции x', y', z', должны удовлетворять следующему условию: если в выражении

$$(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2$$

заменить x, y, z их значениями в функции от x', y', z', то результат должен принять тот же вид:

$$(x_2' - x_1')^2 + (y_2' - y_1')^2 + (z_2' - z_1')^2,$$

причем это условие достаточно для того, чтобы определить всю группу преобразований.

Следовательно, в фигуре, образованной двумя точками, имеется элемент — расстояние между этими двумя точками, который остается инвариантным, каково бы ни было изменение систем осей. Можно сказать, что этот элемент присущ фигуре и составляет реальность, не зависимую от любой системы осей. В более сложных фигурах включаются другие инвариантные элементы, другие функции координат точек фигуры (расстояния, углы и т. д.), которые характеризуют фигуры независимо от примененной системы осей. Чистая геометрия имеет дело исключительно с подобными элементами и передает свойства фигур через соотношения между этими элементами. Так, свойство фигуры, образованной четырьмя точками, быть квадратом, выражается по меньшей мере пятью соотношениями между расстояниями этих четырех точек и углами, которые они образуют. Первое соотношение выразит, что эти четыре точки находятся в одной и той же плоскости, три других — что каждая из сторон квадрата равна каждой из трех других сторон, и последнее — что два смежных угла равны.

Таким образом, пространственные свойства, переведенные на язык геометрии, могут выражаться, как это делает аналитическая геометрия Декарта, соотношениями между координатами точек фигур; в данном случае — пятью соотношениями между двенадцатью координатами четырех вершин квадрата. Форма этих соотношений должна быть, очевидно, независимой от принятой системы осей и должна сохраняться, когда в нее будут подставлены (при помощи формул преобразования) старые координаты в качестве функций координат, относящихся к новой системе осей.

Вследствие этого уравнения, выражающие свойства фигур или законы геометрии на языке координат, должны иметь одну и ту же форму во всех системах осей, причем форма должна быть инвариантной для всех преобразований группы геометрии. Эта инвариантность формы соотношений, передающих законы геометрии, несмотря на изменение координат, соответствует реальности, независимой от системы осей, именно пространству эвклидовой геометрии. Следовательно, выражение законов на эвклидовом языке будет более про-

стым. *Принцип относительности пространства есть подтверждение такой инвариантности и существования внешней реальности пространства.*

Аналогичным образом законы физических явлений выражаются соотношениями между различными величинами, которые входят в них одновременно, и такими, какими их измеряет определенная группа наблюдателей. Если какая-либо другая группа наблюдателей, находящаяся в движении по отношению к первой, наблюдает то же самое явление, то измеряемые величины в общем изменяются; таким образом, принцип относительности, высказанный выше, утверждает, что, несмотря на это изменение, *форма соотношений, выражающих законы явлений, останется инвариантной.*

Это и есть точная формулировка, которую я стремился дать вам понять: она указывает на возможность создания, подобно тому как это делает эвклидова геометрия, своего собственного языка, который будет пользоваться исключительно инвариантными элементами, измерениями, не зависимыми от частной группы наблюдателей и от их частного движения. Язык этот соответствует более высокой реальности, чем реальность пространства; физики начинают раскрывать ее, согласно Минковскому, под именем *вселенной.* Ниже я укажу, что именно понятие вселенной синтезирует относительные понятия пространства и времени.

Частный аспект общего принципа относительности [3] был признан основателями механики и выражен уравнениями движения. Здесь имеется в виду, что опыты чисто механического характера, производимые внутри системы, находящейся в равномерном и прямолинейном движении, не могут обнаружить этого движения; иначе говоря, не существует абсолютного прямолинейного поступательного движения. Систему отсчета координат, находящуюся в движении, по отношению к которой оправдываются законы классической механики, или любую другую систему, находящуюся в равномерном и прямолинейном движении по отношению к первой, мы будем называть *галилеевой системой.* Относительность в механике выражается в том,

что указанные нами различные системы ничем не отличаются друг от друга и что уравнения механики должны сохранять свою форму, когда в них подставляют измерения, сделанные данной группой наблюдателей, как функции измерений, полученных для тех же элементов другой группой наблюдателей, находящейся в прямолинейном и равномерном движении по отношению к первой. Эти элементы различны: кинематика вводит, наравне с пространством, понятие времени, а также производные понятия скорости и ускорения; статика и динамика добавляют понятия силы, массы, работы и т. д.

Фундаментальным постулатом классической механики является тот, в котором время играет роль одного из рассмотренных нами инвариантов; я буду называть это *гипотезой абсолютного времени*.

Возьмем два события, например два последовательных положения движущегося тела: каждое из них определено своим положением в пространстве, где находится движущееся тело в данный момент. Таким образом, событие характеризуется (с точки зрения его положения в пространстве и во времени) четырьмя координатами: x, y, z, t — тремя для пространства и одной для времени. Для одного и того же события эти координаты изменяются, очевидно, вместе с изменением принятой системы координат. Если t_1 и t_2 представляют собой положения во времени наших двух событий, то механика, а вместе с ней и здравый смысл требуют, чтобы интервал времени $t_2—t_1$ между событиями имел абсолютный смысл, не зависящий от системы координат. При этом — без всякого уточнения вопроса о том, как измерить данный интервал времени между двумя событиями, удаленными друг от друга в пространстве,— допускают, что это измерение одинаково для всех групп наблюдателей. Одновременность двух событий соответствует нулевому значению, порядок последовательности определен знаком этого инвариантного количества; отсюда следует абсолютный характер этих понятий — одновременности и порядка последовательности.

Если для механики интервал во времени двух событий имеет абсолютное значение, то в отношении их расстояния в пространстве этого нельзя сказать. Для того чтобы показать, что это расстояние

существенно изменяется в зависимости от группы наблюдателей, достаточно привести простой пример.

Представим себе вагон, находящийся в движении по отношению к Земле, и предположим, что через отверстие в полу вагона заставляют последовательно падать два предмета. Для наблюдателей, находящихся в вагоне, эти события происходят в одной и той же точке и, следовательно, имеют между собой нулевое расстояние в пространстве; и наоборот, для наблюдателей, находящихся на Земле, они происходят в различных точках, причем расстояние между ними в пространстве во втором случае равно пути, пройденному вагоном в течение того промежутка времени, который разделяет оба события.

Таким образом,если расстояние в пространстве между последовательными событиями меняется в зависимости от используемой системы координат и если дело обстоит иначе в отношении одновременности, т. е.интервала во времени или порядке последовательности двух событий, то в этом случае можно сказать, что роль времени и пространства в концепции вселенной, создаваемой классической механикой, различна; время в ней рассматривается как инвариант. Как мы ниже увидим, эта асимметрия между свойствами пространства и времени — такими, каких требует механика,— исчезает в более общей концепции, которая вытекает из новой формы принципа относительности.

Заметим, что если речь идет о событиях *одновременных*, то, в обычном понимании вселенной, расстояние в пространстве независимо от движения наблюдателей. Иначе говоря, в этой концепции форма тела, определенная всем комплексом одновременных положений материальных точек, составляющих данное тело, независима от движения наблюдателей; она (форма) имеет абсолютное значение. С этой точки зрения, привычные нам понятия вводят абсолютное время и абсолютное пространство.

Прежде всего посмотрим, в какой форме представляются преобразования пространства и времени, совместимые с классической механикой, когда переходят от одной системы координат к другой, находящейся в равномерном и прямолинейном движении относительно

первой. Пусть x, y, z, t — координаты одного события в первой системе; x', y', z', t' — координаты этого же события в другой системе, которую мы в целях упрощения будем предполагать движущейся по отношению к первой со скоростью v в направлении оси x; причем остальные оси имеют в обеих системах те же направления. Гипотеза абсолютного времени приводит к равенству $t = t'$ при условии, что начальные координаты времени одинаковы в обеих системах. В этом, наиболее простом случае мы будем иметь в качестве соотношений между координатами пространства

$$x = x' - vt, \quad y = y', \quad z = z'.$$

Приведенные нами четыре отношения определяют преобразование, зависящее только от одного параметра v, и все изменения такого же рода, соответствующие всем возможным значениям v, составляют группу, которую можно назвать *группой Галилея.*

Основные уравнения механики в наиболее простом случае движения материальной точки вводят еще массу m этой точки и ускорение, составляющими которых соответственно являются

$$\frac{d^2x}{dt^2}, \quad \frac{d^2y}{dt^2}, \quad \frac{d^2z}{dt^2},$$

а также силу, составляющими которой, соответственно трем осям, будут X, Y, Z.

Допустим, вместе с Ньютоном, что масса является *инвариантом*, т. е. что измерение массы одно и то же для всех групп наблюдателей и что составляющие силы ведут себя при преобразовании как при проекции некоторого расстояния на оси, т. е. остаются постоянными в том частном случае, который мы рассматриваем: именно тогда, когда оси x, y, z и x', y', z' имеют одну и ту же направленность. Составляющие ускорения

$$\frac{d^2x}{dt^2}, \quad \frac{d^2y}{dt^2}, \quad \frac{d^2z}{dt^2},$$

если в них заменить x, y, z и t через их функции от x', y', v', t', преобразуются в

$$\frac{d^2x'}{dt'^2}, \quad \frac{d^2y'}{dt'^2}, \quad \frac{d^2z'}{dt'^2}.$$

Отсюда вытекает, что уравнения динамики точки

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = X,$$

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = Y,$$

$$m\frac{d^2z}{dt^2} = Z,$$

если в них заменить массу, ускорение и силу, измеренные в первой системе координат, их измерениями, произведенными в другой системе координат, переходят в

$$m'\frac{d^2x'}{dt'^2} = X',$$

$$m'\frac{d^2y'}{dt'^2} = Y',$$

$$m'\frac{d^2z'}{dt'^2} = Z',$$

т. е. сохраняют свою форму. Эта инвариантность формы аналитически выражает принцип относительности в механике: *законы движения остаются одними и теми же вне зависимости от принятой системы отсчета.*

Подобно геометрии, механика также обладает своим собственным языком, который выражает эту инвариантность формы посредством соотношений между инвариантными элементами, независимыми от системы отсчета. Одни из этих инвариантных элементов являются скалярными, т. е. не направленными, например время и масса, другие — векториальными, как ускорение или сила.

Действительно, изобразим ускорение движущегося тела при помощи вектора $\vec{\gamma}$, т. е. направленным прямолинейным отрезком, имеющим в качестве своих проекций на какую-либо систему осей составляющие ускорения; силу изобразим другим вектором $\vec{F}$ с проекциями X, Y, Z — и тогда законы динамики нашей точки выразятся одной присущей им формулой: $\vec{F} = m\vec{\gamma}$.

Для совокупности понятий пространства и времени можно выделить реальность, не зависящую от систем отсчета, находящихся в движении по отношению друг к другу, к которым можно ее отнести, точно так же, как в геометрии мы ввели пространство, не зависящее от частных систем координат.

Минковский предложил назвать эту реальность *вселенной*, определяемой как *совокупность событий*, подобно тому как геометрическое пространство определяется как совокупность точек.

Событие, с точки зрения пространства и времени, можно определить как что-то существующее или происходящее в определенной точке и в определенный момент времени, причем точка и момент зависят от принятой системы координат; однако событие воспринимается нами как независимое — точно так, как в геометрии координаты точки зависят от системы осей, но сама точка мыслится независимой реальностью.

Выражаясь этим языком, пространство должно быть определено как совокупность одновременных событий; точнее говоря, эта концепция приводит нас к определению формы тела, находящегося в движении, как совокупности положений, занимаемых одновременно различными материальными точками, которые образуют это тело. Это равносильно тому, что сказать: для определения пространства достаточно принять во внимание только состояние системы в данный момент, или: в более сложном комплексе — вселенной — *следует сделать сечение в данный момент времени.*

Чрезвычайно простая концепция вселенной, совместимая с механикой и определяемая группой Галилея, обладает той особенностью, что форма тела независима от системы отсчета; или — что все эти системы имеют одно и то же пространство, подобно тому как они имеют одно и то же время, согласно гипотезе об абсолютном времени.

Вселенная механики, инвариантная в целом, разлагается, таким образом, на две составляющие — время и пространство, каждая из которых в отдельности инвариантна. Мы увидим ниже, что в концепции вселенной, соответствующей новым теориям, дело обстоит

не так, и это объясняет, почему общее понятие вселенной, скрыто содержавшееся в старых представлениях, было четко выражено только после отказа от группы Галилея, что потребовалось в результате новейших экспериментальных открытий.

В течение XVIII и большей части XIX в. считалось возможным давать всем физическим явлениям механические объяснения, признавая законы механического движения в качестве простейших явлений, служащих отправным пунктом для каждого объяснения. С этой точки зрения, законы физики должны обладать, подобно законам механики, способностью сохранять свою форму при всех преобразованиях группы Галилея, совместимых с понятием абсолютного времени.

Покажем, что, принимая для оптических явлений волновую теорию, введенную в результате опыта, и гипотезу абсолютного времени, нельзя допустить такого случая, чтобы распространение света происходило с одной и той же скоростью во всех направлениях для различных групп наблюдателей, находящихся в движении относительно друг друга. Встав на точку зрения старых представлений, рассмотрим предварительно смысл знаменитого опыта Майкельсона и Морлея, предназначенного для сравнения этих скоростей распространения света.

Так как наши прямые способы измерения времени несовершенны, то мы, конечно, не сможем сравнить между собой промежутки времени, которые необходимы свету, чтобы пробежать один и тот же путь в двух противоположных направлениях AB и BA. Чтобы измерить скорость света, необходимо при помощи отражения вернуть световое возмущение к его исходной точке и измерить время, которое отделяет испускание от возвращения: с еще большей точностью, применяя интерференцию, можно сравнить время, необходимое для прохождения светом пути туда и обратно в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Рассуждение I. Прежде всего предположим, что опыт производится наблюдателями, считающими, что свет распространяет-

ся с одинаковой скоростью по всем направлениям, и будем рассуждать в системе координат, связанной с этими наблюдателями и их аппаратурой. На горизонтальной платформе находится источник света S, излучение которого падает на стеклянную пластинку O, наклоненную на 45°: одна часть падающего света отражается к зеркалу M, возвращается на пластинку O, проходит через нее и попадает затем в окуляр L; другая часть излучения прошла через пластинку O, отразилась от зеркала N и, возвратившись в O, отражается от него, совпадая затем в окуляре L с первым лучом и интерферируя с ним. Таким образом, создав явление интерференции, видимое в поле зрения окуляра L, по виду этого явления можно узнать, равны ли между собой отрезки времени, необходимые для прохождения света туда и обратно вдоль OM и ON. Если эти отрезки времени одинаковы, то световые возмущения, принесенные в фокус окуляра обоими лучами, должны совпасть, и мы получим максимум световой интенсивности в этой точке. Если свет распространяется с той же скоростью V во всех четырех направлениях OM, MO, ON, NO, то оба промежутка времени, необходимые для прохождения пути туда и обратно (рис. 62), равны соответственно

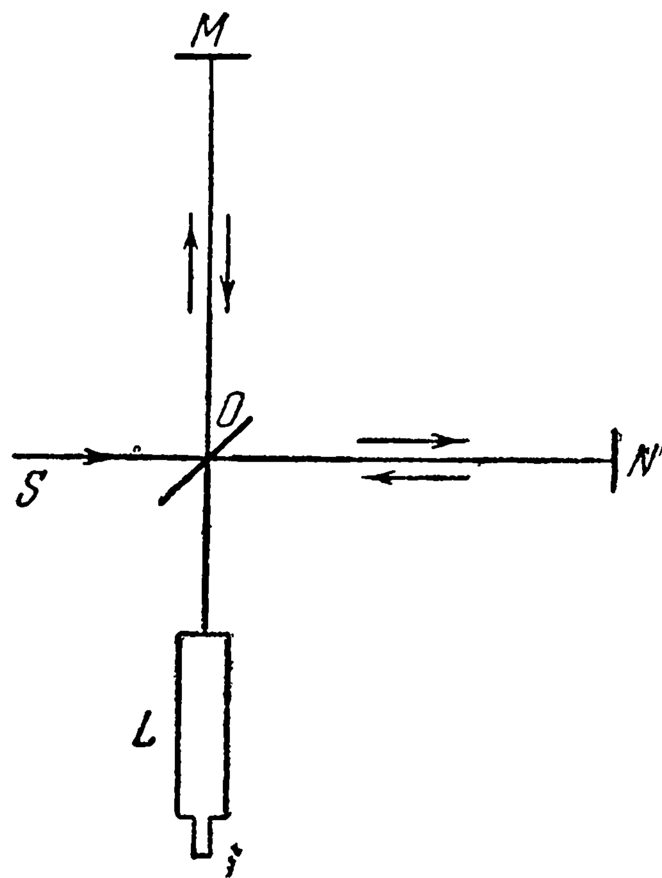


Рис.62

$$\frac{2ON}{V} \text{ и } \frac{2OM}{V}.$$

Если прибор отрегулирован так, что дает картину интерференции, соответствующую равенству отрезков времени, то мы можем заключить, что OM равняется ON, и в таком случае вид полос интерференции должен остаться одним и тем же для любого вращения платформы, в особенности, когда поворот на 90° взаимно меняет

направления OM и ON. И обратно, неизменяемость вида оптического явления во время вращения показывает эквивалентность различных направлений с точки зрения распространения света. Примечательно, что этот опыт, осуществленный Майкельсоном и Морлеем настолько точно,что можно было бы заметить разницу порядка одной миллиардной между двумя промежутками времени распространения света, всегда давал абсолютно отрицательный результат с точки зрения влияния ориентации платформы на вид интерференционных полос в поле зрения окуляра.

Покажем, что этот результат находится в противоречии с обычными концепциями пространства и времени, если мы сохраняем волновую теорию в оптике.

Рассуждение II. Возьмем некоторое первоначальное положение Земли, для которого опыт показал, что свет распространяется одинаковым образом во всех направлениях, и изучим, с точки зрения системы координат, связанной с Землей в этот момент ее движения, наблюдение, сделанное шесть месяцев спустя наблюдателями O', которые движутся по отношению к первым наблюдателям O со скоростью v, равной 60 *км/сек*. Предположим, прежде всего, что наш прибор установлен таким образом, что направление ON параллельно скорости v. Источник света S движется в данный момент по отношению к наблюдателям O. Согласно волновой теории, испускаемый источником свет должен распространяться независимо от движения самого источника, т. е. для наблюдателей O всегда с одной и той же скоростью V во всех направлениях. Когда свет, переданный через пластинку O, распространяется по направлению к зеркалу N, это зеркало для наблюдателей O «убегает» от света со скоростью v. Следовательно, чтобы достигнуть зеркала, свет, распространяющийся со скоростью V, затратит время

$$\frac{ON}{V-v}.$$

На обратном пути пластинка O «бежит» навстречу свету со скоростью v. Длительность обратного пути,следовательно,составит $\frac{ON}{V+v}$

и общее время для прохождения пути туда и обратно будет

$$t_1 = \frac{ON}{V - v} + \frac{ON}{V + v} = ON \frac{2V}{V^2 - v^2}.$$

Свет, отраженный от пластинки O к зеркалу M, при своем возвращении встретит пластинку O несколько смещенной и должен будет обежать две стороны равнобедренного треугольника OM_1O_1, высота которого равняется OM. Так как отрезки пути OM_1O_1 и OO_1 проходятся в течение одного и того же отрезка времени: первый — светом со скоростью V, а второй — пластинкой O со скоростью v, то это время равняется

$$t_2 = \frac{OO_1}{v} = \frac{2OM_1}{V} = \frac{2OM}{\sqrt{V^2 - v^2}}.$$

Если прибор отрегулирован так, что дает полосы интерференции, соответствующие равенству промежутков времени, то мы должны получить $t_1 = t_2$, откуда

$$\frac{ON}{OM} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{V^2}}.$$

Предположим теперь, что мы повернули платформу на 90°; расстояния ON и OM меняются своими направлениями. В таком случае время прохождения пути туда и обратно в направлении скорости v становится

$$t_1' = OM \frac{2V}{V^2 - v^2},$$

и в перпендикулярном направлении

$$t_2' = \frac{2ON}{\sqrt{V^2 - v^2}}.$$

Отношение между этими временами равно

$$\frac{t_2'}{t_1'} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{V^2}} \cdot \frac{ON}{OM} = 1 - \frac{v^2}{V^2}.$$

Следовательно, время распространения света должно быть неодинаково: относительное отклонение равно квадрату отношения скорости v к скорости света.

Принимая во внимание, что $v = 60$ *км/сек* и $V = 300\,000$ *км/сек*, найдем, что это отклонение равно $\frac{1}{25\,000\,000}$ или 40-миллиардных, т. е. точность наших измерений будет вполне достаточной, чтобы обнаружить отклонение, если оно существует. Следовало бы ожидать, что если равенство промежутков времени, необходимых для пробега света, осуществленное в первой позиции платформы, перестает существовать, когда ее поворачивают, то картина интерференции, видимая через окуляр, должна была бы изменяться по мере того, как платформа вращается (рис. 63).

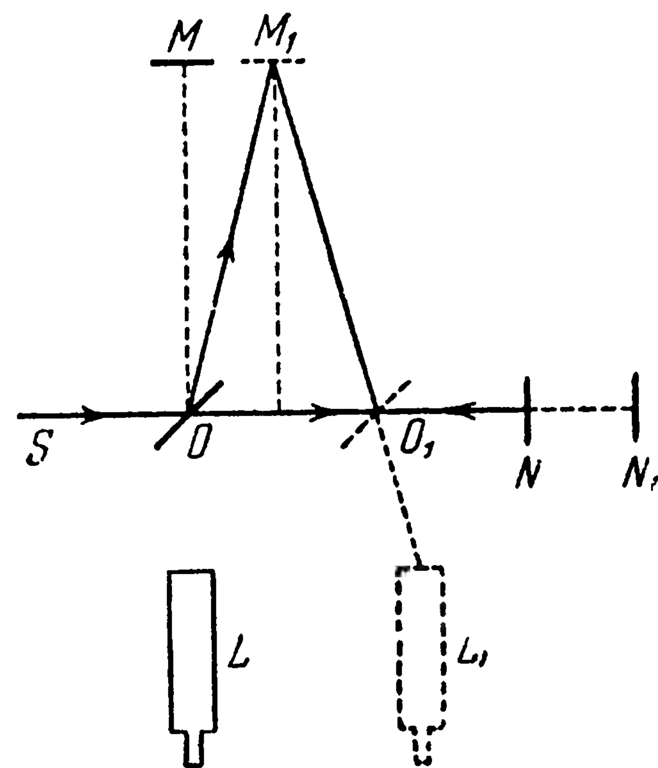


Рис. 63

В противовес этому предположению, опыт всегда дает абсолютно отрицательный результат. Таким образом, можно утверждать, что объединение волновой теории в оптике с теорией вселенной, управляемой законами группы Галилея, находится в противоречии с опытом. Для того чтобы обнаружить движение системы в целом при помощи опытов, производимых внутри этой системы, использовались, кроме распространения света, и другие явления. Электромагнитные явления, отличные от оптических, представляющих собой отдельную отрасль первых, привели к аналогичным результатам, которые можно было бы разобрать так же, как мы это сделали для опыта Майкельсона и Морлея.

Чтобы объяснить отрицательный результат этого опыта, Лорентц и Фицджеральд выдвинули следующее предположение, противоречащее понятиям пространства и времени, требуемым механикой:

движущаяся платформа представляется наблюдателям, которые ее видят проходящей со скоростью v, сокращенной по направлению движения в отношении $\sqrt{1-\frac{v^2}{V^2}}$ таким образом, что она им кажется изменяющей свою форму, когда ее поворачивают на 90°, чтобы перевести из первого положения во второе. В рассуждении, которое привело нас к предположению об изменении картины интерференции в результате этого вращения, мы обозначили через ON и OM' расстояния от пластинки до двух зеркал, и эти расстояния рассматривались нами как неизменные во время вращения. Если считать, что они могут изменяться и сделаться соответственно ON' и OM', то для второго положения мы получим

$$\frac{t_2'}{t_1'}=\sqrt{1-\frac{v^2}{V^2}}\cdot\frac{ON'}{OM'}.$$

И тогда гипотеза Лорентца приводит нас к следующим отношениям: расстояние OM, первоначально перпендикулярное к направлению движения, должно сократиться во время вращения и сделаться:

$$OM'=OM\sqrt{1-\frac{v^2}{V^2}}.$$

И наоборот, расстояние ON, первоначально параллельное направлению движения, должно во время вращения удлиниться на эту же величину и сделаться:

$$ON'=\frac{ON}{\sqrt{1-\frac{v^2}{V^2}}},$$

откуда путем деления получим

$$\frac{ON'}{OM'}=\frac{1}{1-\frac{v^2}{V^2}}\cdot\frac{ON}{OM}$$

и

$$\frac{t_2'}{t_1'}=\frac{ON}{OM}\cdot\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{V^2}}}=\frac{t_1}{t_2}.$$

Таким образом, равенство t_1 и t_2 обусловливает равенство t'_1 и t'_2. Вид полос интерференции, в соответствии с результатом опытов, должен оставаться неизменным в течение всего времени вращения. Можно показать, что эта же гипотеза сокращения достаточна для объяснения отрицательного результата и других электромагнитных опытов.

Выясним, почему эта гипотеза находится в противоречии с концепцией вселенной в механике.

Эта концепция требует, чтобы все твердые тела изменяли свою форму для наблюдателей, которые видят их движущимися со скоростью v тогда, когда их ориентация меняется. Наоборот, для наблюдателей, связанных с этими телами, их форма должна остаться неизменной, потому что те линейки, которыми они могли бы пользоваться для измерения размеров тела, будучи связаны с этим телом, должны были бы, для первых наблюдателей, подвергнуться тому же сокращению. Отсюда следует вывод, что форма твердого тела должна быть различной для наблюдателей, которые с ним связаны, и для тех, которые по отношению к нему находятся в движении. Это противоречит сделанному выше замечанию относительно пространства в его обычном понимании.

К рассуждению, которое мы привели по поводу оптического опыта, ставя себя в положение наблюдателей, видящих прохождение платформы, могут прибегнуть и наблюдатели, связанные с этой платформой, если они будут рассматривать себя находящимися в движении со скоростью v по отношению к среде, передающей свет или электромагнитные действия, и если они предполагают использовать этот опыт как средство для обнаружения движения; именно эта точка зрения была принята прежде всего. Отрицательный результат первого опыта мог означать, что в этот особый момент Земля случайно была неподвижна в эфире. Однако шесть месяцев спустя она, несомненно, должна была двигаться относительно среды со скоростью 60 *км/сек*; все же в этот момент опыт всегда оставался отрицательным. Гипотеза сокращения тел, предназначенная для объяснения этого результата, возникла сначала в такой форме, что

тело, движущееся относительно эфира, сокращается в направлении скорости в отношении

$$\sqrt{1-\frac{v^2}{V^2}}\,.$$

Согласно Эйнштейну, эта точка зрения имеет то неудобство, что вместе с идеей эфира она вводит идею особой системы координат, неподвижной относительно эфира, в то время, как опыт показывает наоборот, что ничто не отличает различные системы координат, находящиеся в равномерном и прямолинейном движении относительно друг друга и связанные с Землей в ее последовательных положениях на орбите. Эйнштейн изложил непосредственно и просто смысл экспериментальных фактов, провозгласив в общей форме принцип относительности, формулированный нами выше. Становясь, в частности, на точку зрения оптических явлений, можно сказать: *если различные группы наблюдателей движутся равномерно и прямолинейно одни по отношению к другим, то явления происходят для всех одинаковым образом: каждый из наблюдателей может рассматривать себя неподвижным по отношению к среде, передающей свет, и для него все происходит так, как если бы свет распространялся во все стороны с одной и той же скоростью.*

Это подтверждается нашим предыдущим рассуждением; оно показывает, что форма тела не может быть одной и той же для наблюдателей, которые с ним связаны, и для тех, которые видят его проносящимся мимо, и что для последних это тело должно казаться сжатым в направлении скорости в отношении

$$\sqrt{1-\frac{v^2}{V^2}}\,.$$

Пусть O — наблюдатели, связанные с Землей в ее первом положении; тогда O' будут те наблюдатели, которые через шесть месяцев проделывают отрицательный опыт Майкельсона и Морлея. С точки зрения Эйнштейна, наблюдатели O' будут по поводу своего опыта применять рассуждение I, а наблюдатели O, принимающие рассуждение II, должны будут сделать заключение о сокращении Лорент-

ца для системы, которая находится в движении по отношению к ним и на которой был произведен опыт.

Это сокращение Лорентца, несовместимое с обычными понятиями пространства и времени, сопровождается другими аналогичными отклонениями, имеющими одинаковую важность,— отклонениями от обычных представлений, к последовательному рассмотрению которых мы и переходим.

Но прежде всего следует показать другим способом, как экспериментальные факты приводят к необходимости пересмотра преобразований группы Галилея и тех понятий пространства и времени, которые им соответствуют. Как показывают эти факты, законы физических явлений — одни и те же для различных групп наблюдателей, находящихся в равномерном и прямолинейном движении относительно друг друга, и, следовательно, уравнения, выражающие эти законы, должны представляться в одной и той же форме для всех этих групп. Когда одно и то же явление изучается одновременно (как мы только что видели в случае с опытом Майкельсона и Морлея) двумя группами наблюдателей, O и O', то измерения различных величин — расстояний в пространстве, интервалов во времени, величин механических, электромагнитных, оптических и т. д.,— произведенные наблюдателями O, должны выражаться как функции измерений, сделанных наблюдателями O', и параметров, определяющих относительное движение обеих групп; при этом необходимо, чтобы эти выражения, подставленные в уравнения, выражающие законы такими, какими они представляются наблюдателям O, сохраняли для последних свою форму как функции измерений, сделанных наблюдателями O'.

Итак, преобразования, позволяющие переходить от одной системы к другой, должны оставлять инвариантной форму законов физики, подобно тому как преобразование группы Галилея и связанные с нею преобразования масс и силы оставляют инвариантными уравнения механики. Однако мы совершенно точно знаем законы, управляющие электромагнитными явлениями. Эти законы выражены уравнениями Максвелла и Герца; и когда их применяют к теории

света, они приводят к представлению о распространении света в полном соответствии с волновой теорией. Уравнение распространения света содержит постоянный коэффициент — скорость V, одинаковую для всех направлений; и если это уравнение должно быть подтверждено, как указывает принцип относительности, всеми группами наблюдателей, то последние, при условии, что они сделают подходящий выбор единиц измерений, увидят, что свет распространяется во всех направлениях с одной и той же скоростью V.

Кроме того, замечательно, что уравнения электромагнетизма, как это открыл Лорентц, допускают действительно группу преобразований, которая сохраняет их форму; эта группа во всем том, что касается изменений пространства и времени, глубоко отличается от группы Галилея, которая должна рассматриваться как первое приближение к группе Лорентца. При этом следует учесть, что опыты в области механики обычно проводятся с значительно меньшей точностью, чем опыты в области электромагнетизма и оптики.

Другими словами, опыты в области механики обладают слишком малой точностью, чтобы можно было утверждать, что законы движения материи допускают, сохраняя свою форму, скорее группу Галилея, чем новую группу, открытую Лорентцем. И наоборот, опыты в области электромагнетизма и оптики являются теперь, по-видимому, достаточно точными, чтобы полностью подтвердить теорию Максвелла и с полной уверенностью устранить группу Галилея.

Открытие группы Лорентца показало, правда, с значительным запозданием, что уравнения электромагнетизма, в том виде, в каком их без всякой предвзятой идеи установили Максвелл, Герц и Лорентц, содержали именно объяснение отрицательного результата новейших опытов.

Чтобы изучить ту часть группы Лорентца, которая соответствует преобразованию пространства и времени, достаточно допустить как следствие экспериментальных фактов и принципа относительности, который их выражает, что свет распространяется для всех групп наблюдателей во всех направлениях с одной и той же скоростью V. Из этого мы вывели необходимость сокращения Лорентца, т. е.

изменения формы тела в зависимости от движения наблюдателей. Чтобы уточнить это изменение, группе Лорентца можно дать определение, аналогичное определению группы в геометрии, предназначенному сохранить форму для выражения расстояния двух точек. Поскольку пространство и время появляются здесь одновременно, то наше рассуждение следует вести о событиях.

В качестве первого события возьмем испускание светового сигнала, которое с точки зрения его расположения в пространстве и во времени наблюдатели O определили четырьмя координатами: x_0, y_0, z_0, t_0, а наблюдатели O', находящиеся в равномерном и прямолинейном движении по отношению к первым, — координатами x'_0, y'_0, z'_0, t'_0. Второе событие — прибытие этого светового сигнала в какой-либо приемный аппарат и его восприятие группами наблюдателей O и O'. Для наблюдателей O расстояние, которое пробежал свет равно

$$(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2.$$

Поскольку это расстояние пройдено светом в течение времени $t-t_0$ и поскольку свет для наблюдателей O распространяется с одинаковой скоростью V во всех направлениях, мы получаем для пары рассматриваемых событий

$$(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+(z-z_0)^2-V^2(t-t_0)^2=0.$$

Далее, поскольку свет распространяется со скоростью V во всех направлениях также и для наблюдателей O', мы должны иметь в то же время

$$(x'-x'_0)^2+(y'-y'_0)^2+(z'-z'_0)^2-V^2(t'-t'_0)^2=0.$$

Чтобы из нулевого значения первого выражения с необходимостью вытекало нулевое значение второго выражения, необходимо, чтобы формулы преобразования, позволяющие выражать составляющие расстояния в пространстве и интервал во времени двух событий для наблюдателей O в функциях этих же элементов, измеренных наблюдателями O', обладали способностью оставлять

инвариантным выражение

$$R = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2 - V^2 (t - t_0)^2 =$$
$$= d^2 - V^2 (t - t_0)^2, \qquad (1)$$

причем x_0, y_0, z_0, t_0, x, y, z, t соответствуют здесь двум каким-либо данным событиям. Количество R, значение которого одно и то же для всех групп наблюдателей, играет во вселенной Минковского роль, аналогичную расстоянию между двумя точками в геометрии. Группа Лорентца определяется условием инвариантности этого количества.

В частном случае, когда две системы осей имеют одинаковую направленность и когда их относительное движение совершается вдоль осей x со скоростью v, преобразование пространства и времени определяется следующими уравнениями, где β представляет собой отношение $\frac{v}{V}$ — скорости относительного движения к скорости света:

$$x - x_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} [(x' - x'_0) + v (t' - t'_0)],$$
$$y - y_0 = y' - y'_0,$$
$$z - z_0 = z' - z'_0,$$
$$t - t_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \left[t' - t'_0 - \frac{\beta}{V} (x' - x'_0) \right].$$

В случае же, когда предполагают, что первое событие избрано в качестве исходной точки одновременно двумя группами наблюдателей, эти уравнения принимают простой вид:

$$x = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} (x' + vt'),$$
$$y = y',$$
$$z = z',$$
$$t = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \left(t' - \frac{\beta}{V} x'\right).$$

Заметим, впрочем, что эта группа совпадает с группой Галилея, если в ней предположить бесконечной скорость распространения света V, потому что тогда β сделается равным нулю для любой скорости v. Поскольку скорость света V действительно чрезвычайно велика сравнительно со скоростями v, могущими быть наблюдаемыми на опыте (максимум 60 *км/сек*) [4], то β всегда очень мало, и, следовательно, группа Галилея является для группы Лорентца первым приближением, обычно вполне достаточным, за исключением таких очень тонких опытов, как опыты Майкельсона и Морлея.

Из приведенных уравнений мы непосредственно получаем сокращение Лорентца в точной форме. Предположим, что какой-нибудь предмет неподвижен по отношению к наблюдателям O и что x_0, y_0, z_0 и x, y, z являются для этих наблюдателей координатами двух точек A и B этого объекта. Тогда наблюдатели O', чтобы изучить форму этого предмета, который по отношению к ним будет находиться в движении, должны будут рассматривать одновременные положения двух различных точек предмета, в частности, два одновременные положения материальных точек A и B, т. е. два одновременные события, обусловленные присутствием этих материальных точек в один и тот же момент, обозначенный ими через $t' = t'_0$.

Расстояние между точками A и B будет для наблюдателей O' расстоянием в пространстве двух событий, и этому будут соответствовать выражения, которые получаются при подстановке в предыдущие уравнения

$$t' - t'_0 = 0,$$

откуда

$$x' - x'_0 = (x - x_0)\sqrt{1-\beta^2},$$

$$y' - y'_0 = y - y_0,$$

$$z' - z'_0 = z - z_0.$$

Следовательно, предмет будет иметь одни и те же размеры для двух групп наблюдателей в направлении осей y и z, перпендикулярных движению; напротив, в направлении движения этот предмет

будет более коротким для наблюдателей O', которые видят его движущимся мимо них, чем для наблюдателей O, для которых он неподвижен. Это сокращение Лорентца определяется величиной $\sqrt{1-\beta^2}$.

Кроме того, замечательно, что это сокращение обоюдное, так как, с точки зрения принципа относительности, наблюдатели O ничем не отличаются от наблюдателей O', и предмет, неподвижный по отношению к наблюдателям O', будет представляться сокращенным для наблюдателей O. Если, например, каждая из групп наблюдателей держит линейку и если эти линейки представляются им равными при прохождении, когда они их держат в направлении, перпендикулярном движению, то, напротив, когда эти линейки держатся параллельно направлению относительного движения, каждая из групп увидит при прохождении, что линейка другой группы более коротка, чем линейка их собственной группы.

Для того чтобы понять, что это именно так, нужно обратить внимание на второй парадоксальный аспект преобразования Лорентца, а именно — на тот факт, что одновременность не имеет уже другого смысла, кроме смысла относительного, в противовес основной гипотезе группы Галилея; два события, одновременные для одной из групп наблюдателей, не являются таковыми для другой, за исключением того случая, когда совпадение во времени сопровождается одновременным совпадением в пространстве. Действительно, последняя из формул преобразования дает нам для двух одновременных событий с точки зрения наблюдателей O', т. е. для $t' - t'_0 = 0$,

$$t - t_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{\beta}{V} (x'_0 - x').$$

Следовательно, два события не являются одновременными для обоих наблюдателей O и O', если только x' не равняется x'_0. Даже до рассмотрения конкретного примера, сказанное нетрудно понять, если принять во внимание, что для наблюдателей O' длина линейки, которую держат наблюдатели O, является расстоянием между двумя одновременными положениями (с точки зрения O') обоих концов этой линейки; в то же время длина линейки наблюдателей

O', измеренная наблюдателями O, равняется расстоянию между двумя положениями концов этой линейки, одновременными с точки зрения O. Поскольку два определения одновременности не совпадают, нетрудно понять, что линейка, которую держат наблюдатели O, может оказаться для них более длинной, чем линейка наблюдателей O', и наоборот.

Принцип относительности, согласно которому свет распространяется во всех направлениях с одной и той же скоростью для всех групп наблюдателей, находящихся в равномерном и прямолинейном движении, приводит к необходимости пересмотра понятия одновременности. Он оставляет за этим понятием только относительный смысл. Возьмем следующий пример. Представим себе появление искры в аппарате, неподвижном по отношению к наблюдателю O', и возьмем это событие за исходное в двух системах O и O'. Для наблюдателей O световая волна, испущенная искрой, будет находиться по истечении одной секунды в сфере с радиусом V с центром в той точке, где для этих наблюдателей находится аппарат в момент испускания. В результате своего движения этот аппарат по истечении одной секунды переместится для наблюдателей O в некоторую точку O', расположенную на расстоянии OO' от центра волны, равном v. Если приемные аппараты расположены в точках M и N, то прибытие волны в оба аппарата окажется для наблюдателей O одновременным событием. Для наблюдателей O', по отношению к которым аппарат, испускающий свет, неподвижен, и для которых свет распространяется также с одинаковой скоростью во всех направлениях, свет, чтобы дойти до приемника N, должен был бы затратить меньше времени, чем для того, чтобы дойти до приемника M. Это значит, что эти два прибытия, одновременные для наблюдателей O, не будут таковыми для наблюдателей O'.

Этот относительный характер одновременности восстанавливает между пространством и временем симметрию, которой в обычных концепциях не существует. Мы видели, что, с точки зрения группы Галилея, только расстояние в пространстве двух событий имеет относительный характер и изменяется с изменением системы отсчета,

в то время как их интервал во времени имеет абсолютный характер. Наоборот, в концепции, совместимой с группой Лорентца, изменение системы отсчета соответствует изменению расстояния в пространстве и вместе с тем интервала во времени для двух событий.

Порядок последовательности может сделаться обратным для двух данных событий, если соответственно изменяется движение людей, наблюдающих эти события. Например, введем в предыдущем случае третью группу наблюдателей O'', находящихся в движении по отношению к наблюдателям O в направлении, противоположном наблюдателям O'. Для наблюдателей O'' испущенная световая волна имеет центр в точке, неподвижной по отношению к ним, так как свет и для них распространяется с одной и той же скоростью во всех направлениях, и эта точка смещается, начиная с момента испускания, влево от точки O; таким образом, для наблюдателей O'' прибытие света в приемник M будет *предшествовать* прибытию его в приемник N, между тем как оно является *последующим* для наблюдателей O' и *одновременным* для наблюдателей O.

В предыдущих наших рассуждениях одновременность событий, происходящих в разных точках, определяется для некоторой группы наблюдателей при помощи обмена световыми сигналами. Возникает вопрос, нет ли других способов для определения одновременности, например способа, дающего указания, соответствующие гипотезе абсолютного времени, в виде сигнала, который мог бы быть произведен посредством идеально твердого тела, рассматриваемого в рациональной механике тела, которое могло бы быть приведено в движение *одновременно* во всех его точках. В таком случае можно было бы избежать парадоксальных заключений, приведенных нами выше, но эта лазейка оказалась бы в противоречии с принципом относительности, потому что, как легко убедиться, сравнение измерений времени при помощи оптических и мгновенных сигналов позволило бы экспериментально обнаружить движение системы путем экспериментов, произведенных внутри самой этой системы. В частности, законы электромагнитных явлений оказались бы неодинаковыми для различных групп наблюдателей, находящихся в движе-

нии один по отношению к другим, в том случае, если бы можно было иметь измерение времени, которое не совпадало бы с измерением, выводимым из этих же явлений. Действительно, эти законы сохраняют свою форму только для преобразования группы Лорентца. Следовательно, с точки зрения принципа относительности, необходимо, чтобы все механические, электрические, оптические, химические и биологические процессы, использованные для измерения и сравнения времен, всегда приводили бы к совпадающим результатам, причем в такой мере, в какой принцип относительности рассматривается как имеющий силу для явлений этих категорий.

Заметим, впрочем, чтобы успокоить тех, кто этим встревожен, что перемена порядка последовательности во времени возможна не для всех пар событий и может происходить только для особой категории пар событий, характеризуемых тем условием, что расстояние в пространстве двух событий должно быть бóльшим, чем путь, который пробегает свет в течение разделяющего их интервала во времени. Это условие, очевидно, выполняется для распространения света до точек M и N в предыдущем опыте, так как для наблюдателей O расстояние в пространстве двух событий равняется $2V$, а их интервал во времени равен нулю. Легко понять, что если это условие выполнено для одной группы наблюдателей, оно выполняется и для всех других групп. Так, если d — расстояние в пространстве двух событий, а $t - t_0$ — их интервал во времени для частной группы наблюдателей, то это условие может быть выражено

$$d^2 > V^2 (t - t_0)^2,$$

откуда вытекает, что величина R, согласно уравнению (1), положительна и, поскольку она инвариантна, сохраняет свое значение и свой знак для всех групп наблюдателей; следовательно, условие выполнено по отношению ко всем группам.

Чтобы показать, что это условие необходимо, заметим, что если порядок последовательности двух событий может быть обращен, когда переходят от одной системы координат к другой, то сущест-

вует, безусловно, и такая система координат, по отношению к которой два события окажутся одновременными (наблюдатели O в предудущем эксперименте), причем количество R сводится и для них к квадрату расстояния, т. е. является по существу положительным. Для двух событий этого рода мы имеем

$$d^2 = R + V^2 (t - t_0)^2;$$

и поскольку инвариант R один и тот же для всех групп наблюдателей, то из этого вытекает, что расстояние в пространстве между двумя событиями этого рода является наименьшим для наблюдателей, которые видят их одновременными. Именно в этом и заключается наиболее глубокий смысл сокращения Лорентца. Длина линейки, будучи расстоянием в пространстве двух одновременных положений концов этой линейки, для наблюдателей, которые видят ее движущейся мимо них, представляется более короткой, чем наблюдателям, связанным с линейкой, для которых эти события не одновременны.

Именно допуская, что два события, порядок последовательности которых может быть обращен, не могут быть связаны какой-либо причинностью, я и пришел к выводу, что причинность не может распространяться с большей скоростью, чем скорость света. Если бы тот или иной вид причинности не удовлетворял указанному условию, это опровергло бы принцип относительности и позволило бы сравнивать времена,при которых свет больше не распространялся бы одинаково по отношению ко всем группам наблюдателей. Таким образом, при помощи опытов, произведенных внутри тела, можно было бы обнаружить движение этого тела по отношению к среде, переносящей свет.

Можно утверждать, что из всех известных в настоящее время способов действия ни один не противоречит этому условию. Опыт показывает, что ни один сигнал и ни один вестник не перемещаются по отношению к какой-либо системе со скоростью, превышающей скорость света. Замечательно, в частности, что β-частицы, испускаемые

радиоактивными телами, имеют измеренные опытным путем скорости, которые, хотя и сильно приближаются к скорости света, достигая иногда 99 процентов этой скорости, остаются все же ниже ее.

Заметим также, что обращение порядка последовательности событий никогда не может произойти для двух событий, следующих друг за другом в одной и той же части материи. Этот порядок остается неизменным, каким бы ни было движение наблюдателей. Действительно, для наблюдателей, которые так или иначе связаны с этой частью материи (скажем встречаются с ней, последовательно присутствуя при двух событиях), оба эти события, если движение данной части материи в интервале было не равномерным, совпадают в пространстве, т. е. d^2 равно нулю, и, следовательно, R — отрицательно. Поскольку эта величина инвариантна, интервал во времени не может аннулироваться ни для кого, потому что отрицательное количество R в таком случае должно было бы быть равным квадрату расстояния. Таким образом, если в данном случае нельзя получить одновременности двух событий, то в еще большей мере это относится к обращению порядка последовательности событий.

Два указанных события принадлежат к новой категории пар и притом таких, для которых инвариант R — отрицательный, т. е. расстояние между которыми в пространстве меньше пути, пробегаемого светом в течение разделяющего их интервала во времени. События, образующие такую пару, могут эффективно действовать одно на другое, так как условия, в которых происходит второе событие, могут быть изменены, по крайней мере при посредстве световых волн, уже тем фактом, что до него произошло первое событие; это — принцип телеграфии. В частности, если оба указанные нами события последовательно происходят в одной и той же части материи, то второе событие по необходимости обусловливается первым, и было бы абсурдным, чтобы их порядок последовательности мог быть обращен для наблюдателей, находящихся в соответственно выбранном движении.

Симметрия между свойствами пространства и времени дополняется свойством рассматриваемых нами пар событий, представляю-

щим собой для времени аналог того, чем является для пространства сокращение Лорентца.

Назовем *собственным временем* некоторой части материи для наблюдателей, связанных с этой частью материи, интервал времени между двумя событиями, следующими одно за другим и совпадающими в пространстве для этих наблюдателей. Для каждой другой группы наблюдателей, для каждой другой системы отсчета, по отношению к которой эта часть материи движется, интервал времени между указанными двумя событиями будет бо́льшим, чем собственное время, подобно тому как расстояние в пространстве между двумя событиями, относящимися к первой категории, больше для любых наблюдателей, которым события представляются неодновременными, чем для тех, которым они кажутся одновременными.

Действительно, для пары событий второй категории величина R отрицательна, и мы имеем

$$V^2 (t - t_0)^2 = d^2 - R,$$

где R — инвариант, $t - t_0$ — минимум для наблюдателей, по отношению к которым d равно нулю, т. е. оба события совпадают в пространстве. Это минимальное значение будет для обоих событий измерять интервал собственного времени той части материи, в которой они следуют друг за другом, т. е. в системе координат, для которой они совпадают в пространстве. Для всех прочих систем координат интервал во времени будет бо́льшим, и это еще раз показывает, что никакая обратимость в порядке последовательности событий невозможна.

Существование собственного времени позволило мне заключить, что если какая-либо материальная система движется, следуя по замкнутому пути с достаточно большой скоростью по отношению к наблюдателям O, находящимся в равномерном и прямолинейном движении, то собственное время, которое уйдет на то, чтобы эта система прошла путь туда и обратно, будет меньше, чем измеренный наблюдателями O интервал между отбытием и прибытием системы.

Это заключение верно в такой же мере, в какой мы можем утверждать, что законы естественных явлений должны оставаться инвариантными для преобразования группы Лорентца. В пользу этого свидетельствуют все приложенные до сих пор наиболее значительные экспериментальные усилия. Возможно, что новые опыты заставят нас пересмотреть группу Лорентца, как мы сделали это в отношении группы Галилея; возможно, что в поисках синтеза, охватывающего явления тяготения, до сих пор не повинующиеся электромагнитной теории, мы пополним наши знания о пространстве и времени, но, по-видимому, эти изменения, если они даже и произойдут, будут направлены не в сторону возвращения к абсолютному пространству и абсолютному времени.

В целях ясной и полной передачи инвариантности законов по отношению к системам координат в геометрии и механике создан язык, утверждающий существование новой и более высокой реальности. Подобно этому, общий принцип относительности приводит нас к поискам формы выражения законов вселенной, вводящей в них лишь инвариантные величины — величины, измеренные одинаково всеми группами наблюдателей.

Среди величин, известных нам из прошлого, лишь немногие удовлетворяют этому условию: только электрический заряд, давление, энтропия и действие (произведение энергии на время) могут составить элементы, годные для нового языка вселенной. Подобно тому, как в механике были введены векторные понятия, такие как «сила» и «пара сил», физикам придется ввести новые инвариантные элементы, которые позволят придать законам физики общую и простую форму, обусловленную существованием принципа относительности. Одним элементом этого рода, по значению аналогичным расстоянию в геометрии, является величина R, которая характеризует каждую пару событий и знак которой определяет решение вопроса — могут ли события влиять одно на другое, или же не могут, могут ли они быть приведены к совпадению во времени или пространстве при помощи выбора соответствующей системы координат.

ИСТОРИЧЕСКОЕ РАЗВИТИЕ ПРИНЦИПА ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ [1]

Ряд гипотез, получивших замечательное экспериментальное подтверждение, обратили недавно все внимание физиков на теорию относительности. В той общей форме, какую ей придал Эйнштейн, она полностью объяснила движение перигелия Меркурия, без введения какой-либо гипотезы или произвольной постоянной, и предсказала именно такое количественное отклонение световых лучей полем тяготения Солнца, какое дали измерения, сделанные в течение его полного затмения 29 мая 1919 г.

Развитие этой теории происходило двумя этапами: этап *ограниченной относительности* [2] — от 1905 до 1912 гг.— и этап *общей относительности*, существенные результаты которого были достигнуты в конце 1915 г. Первая форма принципа относительности, ограниченная областью равномерных прямолинейных поступательных движений, привела к экспериментальным следствиям, не менее существенным, чем экспериментальные следствия общего принципа.

Отправная точка теории также экспериментальна — это тот, проверенный с большой точностью факт, что физические явления следуют одним и тем же законам во всех материальных системах, находящихся в равномерном и прямолинейном поступательном движении одни по отношению к другим. В частности, Земля, рассматриваемая на своей орбите в двух диаметрально противоположных положениях, с интервалом в 6 месяцев, связана с системами осей, движущихся одна по отношению к другой с равномерной скоростью 60 *км/сек*,

и ни один опыт, использующий земные явления, не позволяет нам отличить эти два положения.

Таким образом, ученые пришли к следующей формулировке ограниченного или *частного принципа относительности.*

Уравнения, выражающие законы физики, должны быть одними и теми же для всех систем координат, находящихся в равномерном и прямолинейном поступательном движении одни по отношению к другим; они должны сохранять свою форму, когда в них подставляются вместо измерений какого-либо явления, сделанных одной группой наблюдателей, значения этих же измерений как функций измерений, сделанных другой группой, движущейся равномерно и прямолинейно по отношению к первой.

Это условие действительно выполняется двумя теориями. Во-первых, рациональной механикой, уравнения которой сохраняют свою форму, когда в них производятся (на переменных пространства и времени x, y, z, t, определяющих положение какого-либо события по отношению к какому-либо выбранному произвольно начальному событию) подстановки *группы Галилея.* Наиболее простая форма этих подстановок относится к переходу от одной системы координат (x, y, z, t) к другой системе (x', y', z', t'), находящейся в равномерном и прямолинейном движении по отношению к первой со скоростью v в направлении осей x. Предполагая, что соответствующие оси параллельны в обеих системах, можно написать

$$x = x' + vt', \qquad y = y', \qquad z = z', \qquad t = t'. \tag{1}$$

Эта группа характеризуется:

1) Понятием *абсолютного времени*, что видно из соотношения $t = t'$. Оно выражает собой то положение, что интервал времени между двумя событиями — безразлично, находятся ли они между собой на некотором расстоянии в пространстве или нет — измеряется всегда одним и тем же способом, какова бы ни была система координат (при применении одних и тех же единиц измерения). В частности, два события, одновременные ($t = 0$) для одной группы на-

блюдателей, одновременны ($t' = 0$) и для всех других групп наблюдателей, движущихся по отношению к первым.

2) Понятием *абсолютного пространства*: форма тела, определенная совокупностью одновременных положений его точек, если оно находится в движении, является одной и той же для всех систем координат, потому что одновременность имеет один и тот же смысл для всех.

3) Обычной формулой сложения скоростей: $v_1 = v + v'$.

Второй теорией, уравнения которой удовлетворяют принципу ограниченной относительности, является электромагнитная теория в той форме, которую ей дали Максвелл, Герц и Лорентц. Лорентц показал, что эти уравнения сохраняют свою форму только тогда, когда (на переменных пространства и времени) производят подстановки группы *Лорентца*; наиболее простая форма их дается нижеследующими уравнениями, где β представляет собой отношение v/V относительной скорости двух систем координат к скорости света, которая вводится при посредстве соотношения $V = \frac{1}{\sqrt{K\mu}}$:

$$\left.\begin{aligned} x &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}(x' + vt'); \quad y = y'; \quad z = z'; \\ t &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(t' + \frac{v}{V^2}x'\right). \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Эта группа характеризуется:

1) *Относительным характером времени*: два события, одновременные для одной системы координат ($t = 0$), как правило, не одновременны для другой системы, если они происходят в различных местах ($x' \gtrless 0$).

2) *Относительным характером пространства*: поскольку одновременные положения различных материальных точек одного и того же тела определяются различными группами наблюдателей по-разному, то тело не может иметь одну и ту же форму для всех наблюдателей. В частности, это тело окажется тем более сжатым в направлении движения (сокращение Лорентца), чем более быстро движущимся будут видеть его наблюдатели.

3) *Сложением скоростей*: дифференцируя первое и последнее урагнения (2) и разделяя их почленно, мы получаем, если v и v' являются скоростями $\frac{dx}{dt}$ и $\frac{dx'}{dt'}$ одного и того же движущегося тела по отношению к двум системам координат:

$$v_1 = \frac{v + v'}{1 + \frac{vv'}{V^2}}. \tag{3}$$

Вытекающая из приведенных выше фактов глубокая разница между рациональной механикой и электромагнитной теорией, доказывающая невозможность механического объяснения электромагнитных и оптических явлений, может быть выражена еще и так: электромагнитная теория пользуется *оптическим временем*, в то время как рациональная механика использует *абсолютное время*.

Действительно, мы снова находим группу Лорентца, допуская, что для реализации согласования времен в двух различных местах, применяется *метод оптических или электромагнитных* сигналов (сигналы беспроволочного телеграфа) и опираясь на тот экспериментальный факт (опыт Майкельсона и Морлея),что свет распространяется с одной и той же скоростью V по всем направлениям для всех систем координат, каково бы ни было их взаимное равномерное и прямолинейное перемещение. Это изотропное распространение света, впрочем, в точности соответствует предвидениям электромагнитной теории.

Преобразования в новой кинематике обладают свойством, являющимся необходимым следствием вышеизложенного, а именно: остается инвариантным количество

$$s^2 = t^2 - \frac{l^2}{V^2}, \tag{4}$$

где t — интервал во времени двух событий и $l^2 = x^2 + y^2 + z^2$ — их расстояние в пространстве. Для двух бесконечно близких друг другу событий этот инвариант становится

$$ds^2 = dt^2 - \frac{1}{V^2}(dx^2 + dy^2 + dz^2). \tag{5}$$

Мы видим, что, если бы сигнал, использованный в целях установления совпадения времени в различных точках, распространялся с бесконечной скоростью, инвариант ds слился бы с инвариантом dt и мы снова получили бы абсолютное время рациональной механики. Это понятие, следовательно, связано с понятием неизменяемого твердого тела или любого другого способа мгновенной сигнализации на расстоянии, способа, *который в нашем опыте не существует.* Кинематика группы Лорентца (кинематика Эйнштейна), напротив, имеет следующие *экспериментальные* основы:

1) физическую эквивалентность систем координат, находящихся в относительном равномерном и прямолинейном поступательном движении;

2) тот факт, что единственное реальное экспериментальное измерение времени в двух различных местах получается путем использования оптических или электромагнитных сигналов (оптическое время);

3) тот экспериментальный факт, что для всех систем координат, находящихся в относительном равномерном и прямолинейном движении, свет распространяется с одной и той же скоростью во всех направлениях.

Различные экспериментальные следствия подтвердили новую точку зрения, противоположность которой по отношению к старой кинематике выражает один из аспектов конфликта между теориями мгновенного действия на расстоянии (рациональная механика, небесная механика Ньютона) и теорией действий от точки к точке, введенной Гюйгенсом и Фарадеем на заре развития оптики и электромагнетизма.

Увлечение волн. Формула (3) сложения скоростей дает чисто кинематическое объяснение знаменитого закона частичного увлечения световых волн преломляющими средами, найденного Френелем и экспериментально проверенного Физо. Если $U=\frac{V}{n}$ скорость волн *по отношению* к преломляющей среде с показателем преломления n, к среде, которая сама движется со скоростью v в

направлении распространения, то скорость U_1 волн по отношению к наблюдателям будет, согласно (3):

$$U_1 = \frac{v+U}{1+\frac{vU}{V^2}} = U + v\left(1 - \frac{1}{n^2}\right),$$

ограничивая разложение членами первого порядка от v. Это именно и есть закон увлечения волн.

Динамика относительности. Новой кинематике соответствует и новая динамика, более простая, чем прежняя, по следующим основаниям.

1) Закон инерции, согласно которому свободная материальная точка принимает движение прямолинейное и равномерное, выражается здесь условием

$$\delta \int ds = 0, \tag{6}$$

причем интеграл взят между двумя данными событиями по *мировой линии*, пробегаемой движущимся телом.

Прямолинейное и равномерное движение, таким образом, играет во вселенной ограниченной относительности такую же роль, какую играет прямая линия в эвклидовой геометрии. Оно представляется геодезической линией определенной длины, подобно тому как световые лучи представляются геодезическими линиями нулевой длины, так как, согласно определению (5) инварианта ds, каждый их элемент ds равен нулю. По аналогии мы будем называть *эвклидовой вселенной* вселенную ограниченной относительности, определенную, с точки зрения кинематики, преобразованиями группы Лорентца.

2) Понятие массы сливается с понятием энергии: масса материальной системы в современном представлении не постоянна, как это утверждала рациональная механика, но изменяется пропорционально полной энергии E системы, согласно соотношению:

$$m = \frac{E}{V^2}. \tag{7}$$

В частности, увеличение энергии движущегося тела в зависимости от скорости (кинетической энергии) сопровождается увеличением массы, согласно формуле

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \tag{8}$$

где m_0 — масса рассматриваемого тела в состоянии покоя.

Это измерение (8) было проверено учеными Ш.-Е. Ги и Лаванши *экспериментально на катодных частицах — до скоростей порядка* 150 000 *км/сек* ($\beta = 1/_2$) *и на* β-*частицах радиоактивных тел — до скоростей, очень близких к скорости света.*

Применение новой динамики к внутриатомным движениям (модель атома Бора) *позволило Зоммерфельду предугадать количественно структуру спектральных линий водорода серии Бальмера, а также структуру спектральных линий К-серии рентгеновых лучей до элементов с наиболее высоким атомным весом, как уран.*

Закон инерции энергии непосредственно объясняет давление излучения (инерции лучистой энергии), *так же как и небольшие отклонения атомных масс элементов от целых кратных атомного веса водорода, в согласии с учением о единстве материи, к которому ныне вынуждает опыт.*

Поскольку, таким образом, предугаданные изменения масс сопровождаются изменениями веса (вследствие постоянства ускорения силы тяжести для различных тел, экспериментально проверенного с очень большой точностью Этвешом), то мы приходим к предположению, что энергия весома, будучи в то же время инертной; это — первое указание на связь между явлениями тяготения и явлениями электромагнетизма.

Развитие последствий только что указанного нами наблюдения привело Эйнштейна к обобщению принципа относительности примерно тем же путем, по которому шел Гаусс, когда создал теорию поверхностей и указал на возможность высказать в форме, независимой от системы криволинейных координат, используемых для определения точек поверхности, законы геометрии для линий, нанесенных

на эту поверхность или на любые другие поверхности, которые могут быть совмещены с ней.

Прежде всего Гаусс допускает существование плоскости, касательной к каждой точке поверхности, т. е. тот факт, что в бесконечно малом пространстве вокруг какой-нибудь точки выполняются законы эвклидовой геометрии на плоскости. Следовательно, расстояния ds двух бесконечно близких друг к другу точек мы можем измерить простыми приемами геодезической съемки и определить вблизи каждой точки, характеризуемой криволинейными координатами u и v, квадрат ds^2 расстояния между двумя бесконечно близкими точками, координаты которых отличаются на du и dv выражением, имеющим форму

$$ds^2 = Edu^2 + 2Fdudv + Gdv^2. \tag{9}$$

Величины E, F, G имеют в каждой точке определенные значения, которые выводятся из обычных геодезических измерительных операций, произведенных вблизи этой точки. Они изменяются в зависимости от u и v, когда передвигаются по всей поверхности.

Геометрические свойства линий, нанесенных на поверхность, полностью определяются, если известны три величины E, F, G, как функции u и v, и выражаются уравнениями, которые обладают, *благодаря введению трех указанных функций* и их производных, *формами, независимыми от используемой системы криволинейных координат*. В частности, дифференциальное уравнение *геодезических линий* (играющих роль, аналогичную прямой линии на плоскости) получается из того, что эти линии имеют стационарную длину между двумя точками, по условию

$$\delta \int ds = 0. \tag{10}$$

Кроме того, Гаусс показал, что в каждой точке поверхности существует функция от E, F, G и их первых и вторых производных, которая является абсолютным *инвариантом*, принимающим одно и то же значение, какова бы ни была система используемых коорди-

нат. Это — *полная, или гауссова, кривизна*, точнее — произведение двух кривизн главных сечений в данной точке. Геометрия поверхности будет эвклидовой, если гауссова кривизна является нулевой во всех точках развертываемой на плоскости поверхности; она будет неэвклидовой геометрией Римана, если эта кривизна имеет постоянное положительное значение (сфера или поверхности, налагаемые на сферу), или же неэвклидовой геометрией Лобачевского и Больяи, если гауссова кривизна имеет постоянное отрицательное значение.

Вот параллельное развитие идей общей теории относительности.

Мы пришли к допущению, что лучистая энергия весома, что свет не распространяется по прямой линии в поле тяготения, так же как брошенное тело не движется в поле тяготения прямолинейно и равномерно.

Впрочем, возможно, *по крайней мере локально*, устранить эффекты тяготения, используя систему координат, находящуюся в свободном падении и без вращения, например снаряд Жюля Верна, в котором все тела движутся по отношению к стенкам прямолинейно и равномерно и по отношению к которому, следовательно, не существует поля тяготения. Если мы допустим вместе с тем, что свет распространяется в снаряде по прямой линии (по отношению к осям, связанным со снарядом), то *вселенная будет эвклидовой* для наблюдателей, находящихся в свободном падении.

Но вселенная будет таковой только в бесконечно малой области. Действительно, поскольку поле земного тяготения не равномерно, тела внутри снаряда Жюля Верна движутся прямолинейно и равномерно по отношению к снаряду только в ограниченной области и в непосредственном соседстве с ним. Эвклидова вселенная, связанная с этим снарядом, является лишь *касательной* к реальной вселенной. Приведенные поблизости от нее измерения, аналогичные измерениям в касательной плоскости, позволяют исчислить ds^2 между двумя событиями по формуле (5) только в бесконечно малой области вселенной. Гипотеза Гаусса о существовании касательной плоскости аналогична следующей:

В любом месте и в любой момент (при любом событии) имеется эвклидова вселенная, касательная к реальной вселенной; это — вселенная наблюдателей, связанных с материальной системой, находящейся в свободном падении.

И, наоборот, если применение подходящей системы координат позволяет устранить поле тяготения хотя бы локально, то употребление произвольной системы координат будет эквивалентно введению поля тяготения, соответственным образом распределенного (принцип эквивалентности Эйнштейна).

Действительно, если предположить, что мы сообщили снаряду Жюля Верна движение с некоторым определенным ускорением, то для наблюдателей, связанных с этим снарядом, все произойдет (вследствие постоянства g для всех тел) так, как если бы появилось равномерное поле тяготения с напряжением, равным общему сообщенному ускорению.

Точно так же, если снаряд приводится во вращательное движение, физические законы по отношению к осям, связанным с ним, будут такими же, как и в неравномерном поле тяготения, распределенном подобно полю центробежного ускорения. В частности, измерения, сделанные на Земле при помощи маятника, дают поле тяготения, из которого при помощи одного лишь опыта нельзя выделить действия, относящегося к центробежной силе.

Следовательно, оказывается возможным — и это есть выражение принципа общей относительности — *высказать законы физики в одной и той же форме для всех систем координат, находящихся в любом движении, благодаря введению соответственно распределенных полей тяготения.*

Аналитическая интерпретация производится так же, как и в теории поверхностей. Употребление какой-либо системы координат (моллюск Эйнштейна) сводится к характеристике или к определению каждого события четырьмя какими-либо координатами (x_1, x_2, x_3, x_4), аналогичными координатам u и v Гаусса. Употребление системы координат в свободном падении позволяет в каждом событии (подобно тому, как это происходит в касательной плоскости к по-

верхности) определить ds^2 между двумя бесконечно близкими друг к другу событиями как функцию dx_1, dx_2, dx_3, dx_4, в форме, аналогичной формуле (9).

$$ds^2 = \sum g_{ik}\, dx_i\, dx_k, \tag{11}$$

причем индексы i и k принимают значения 1, 2, 3, 4.

Уравнения движения свободной точки, которое определено попрежнему условием *геодезической линии* (6), выражаются в форме, независимой от системы координат, *благодаря введению* g_{ik}, аналогичных E, F, G Гаусса; форма этих уравнений показывает, что g_{ik} играют роль, аналогичную той, которую играет потенциал тяготения в обычной механике; по этой причине их называют *обобщенными потенциалами* тяготения.

Кинематические свойства вселенной характеризуются величинами g_{ik}, вообще говоря, изменяющимися вместе с x_i так же, как геометрические свойства поверхности характеризуются E, F, G. Движение свободной точки представляется *геодезической* линией этой вселенной, и траектория светового луча является *геодезической линией нулевой длины.*

Законы физики строго определяются условием принятия формы, независимой от системы координат, *инвариантной* или *ковариантной* для любых изменений этой системы.

В частности, Эйнштейну удалось получить уравнения, определяющие распределение поля или потенциалов тяготения как функции распределения материи и излучения, т. е. наличной энергии. Эти уравнения должны заменить собой те, которые выражают ньютоновский закон тяготения и которые принимают в пустоте форму Лапласа:

$$\Delta\varphi = 0, \tag{12}$$

а в материи — форму Пуассона:

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho, \tag{13}$$

где φ — потенциал тяготения в обычном смысле, G — постоянная тяготения и ρ — плотность материи.

Учитывая, что в искомые уравнения, по аналогии с (12) и (13), должны входить только g_{ik} с их первыми и вторыми производными, а также принимая во внимание условие сохранения их формы для всех изменений координат, Эйнштейн мог разрешить проблему, используя существование одного элемента (аналога полной кривизны Гаусса, соответствующего всем наложенным условиям) — элемента, известного под именем *тензора Римана — Кристоффеля.*

Полученные таким образом уравнения для определения распределения обобщенного тяготения были проинтегрированы приближенно Эйнштейном и полностью Шварцшильдом для случая одного материального центра массы M.

Для ds^2 в сферических координатах r, θ, φ получилось выражение

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{V^2 r}\right) dt^2 - \\ - \frac{1}{V^2}\left[r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2\theta d\varphi^2 + \left(1 - \frac{2GM}{V^2 r}\right)^{-1} dr^2\right]. \qquad (14)$$

Геодезические линии этой вселенной получаются легко и соответствуют для тел, находящихся на конечном расстоянии, эллиптическому движению Кеплера с вращением перигелия, равным на каждый оборот

$$\delta\bar{\omega} = \frac{3GM}{V^2 a (1 - e^2)},$$

причем a является большой полуосью, а e — эксцентриситетом эллиптической орбиты.

Эта формула в точности дает движенпе перигелия Меркурия (43 секунды за 100 лет), *если в нее подставить вместо M значение массы Солнца, а вместо a и e — известные значения для Меркурия.*

Поскольку траектория светового луча является геодезической линией нулевой длины, мы легко получаем траекторию, искривленную к центру притяжения с общим отклонением между крайними

направлениями:

$$\alpha = \frac{4GM}{RV^2},$$

где R — минимальное расстояние луча до центра притяжения.

Для звезды, видимой в непосредственной близости к краю Солнца, эта формула дает значение (при R, равном радиусу Солнца):

$$\alpha = 1'',74,$$

что в точности падтвердилось измерениями, сделанными во время полного затмения 29 мая 1919 г.

Наконец, для событий, происходящих в одной и той же точке на расстоянии R от центра ($dr = d\theta = d\varphi = 0$ и $r = R$), формула (14) даст

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{RV^2}\right) dt^2.$$

Если бы та же последовательность событий (световое колебание атома) происходила на большом расстоянии от Солнца (например, на Земле), мы получили бы то же самое ds^2 (когда два последовательных события происходят на атоме, находящемся в свободном падении в обоих случаях), но dt, отличное от предыдущего и определяемое следующим уравнением (R предполагается бесконечным):

$$ds^2 = dt'^2,$$

откуда

$$dt = \frac{dt'}{\sqrt{1 - \frac{2GM}{RV^2}}} = dt'\left(1 + \frac{GM}{RV^2}\right)$$

в первом приближении.

Следовательно, период световых колебаний одного и того же атома на поверхности Солнца должен быть длиннее, чем на Земле; спектральные линии солнечного спектра должны быть смещены к красному концу на величину

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{GM}{RV^2} = 2{,}11 \cdot 10^{-6},$$

по сравнению с соответствующими линиями, испущенными земным источником, т. е. приблизительно на одну тысячную единицы Ангстрема в желтых лучах.

В заметке, появившейся в английском журнале «Nature» от 29 января 1919 г., Эйнштейн указывает, что это предвидение недавно было подтверждено экспериментально.

Кроме того, это предвидение предполагает, как это вытекает из предыдущего рассуждения, что атомы или молекулы хромосферы, в которой появляются линии поглощения солнечного спектра, ведут себя так, как если бы они находились в свободном падении в течение наибольшего промежутка времени и не деформировались бы реакцией, необходимой для того, чтобы удержать их в равновесии в поле тяготения Солнца. Это условие, конечно, выполняется в верхних областях хромосферы.



ИНЕРТНОСТЬ ЭНЕРГИИ И ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ НЕЕ СЛЕДСТВИЯ [1]

Понятие массы, являющееся в механике основным, может быть введено тремя различными способами, соответствующими трем аспектам явления инерции.

Массу можно определить, как: 1°. коэффициент пропорциональности силы ускорению; 2°. емкость импульса или количества движения; 3°. емкость живой силы или кинетической энергии.

Рациональная механика требует совпадения этих различных определений и, кроме того, допускает абсолютную неизменность массы для одной и той же части материи вне зависимости от всех изменений, которым она может подвергаться: физических, химических или механических (все это при условии более или менее быстрого движения).

1. Масса — коэффициент инерции. Обычно под инерцией подразумевают свойство материи сохранять приобретенное ею движение; материя сопротивляется изменениям своей скорости, и, таким образом, чтобы изменить величину или направление этой скорости, необходимо внешнее воздействие или внешняя сила.

Ньютон принял, что существует пропорциональность между силой, действующей на тело, и изменением скорости, которое она ему сообщает в единицу времени, или ускорением; постоянное частное от деления этих двух величин послужило ему для определения массы тела. Из основного закона Ньютона (независимость действия сил и ранее приобретенного движения) вытекает, что ускорение всегда

имеет направление силы, которая обусловливает ускорение, каково бы ни было направление силы по отношению к уже приобретенной скорости,— будет ли сила продольной (ускорение по касательной), поперечной (ускорение по нормали) или косой к траектории.

2. Масса — емкость импульса. Каждой части материи, каждой материальной точке, находящейся в движении, соответствует направленная величина, ее *импульс* G, равный нулю в состоянии покоя; согласно определению, *изменение импульса в единицу времени дается по величине и направлению результирующей силой, действующей на эту часть материи*. Другими словами, если импульс, сообщенный силой f в течение времени dt, определяется по величине и направлению произведением fdt, то *импульс всего тела* является, по определению, геометрической суммой элементарных импульсов, сообщенных телу различными силами, воздействовавшими на него.

Для системы тел, которые вообще могут влиять друг на друга, общий импульс определяется как геометрическая сумма индивидуальных импульсов. Из принципа равенства действия и противодействия вытекает, что если система замкнута, т. е. изолирована от всякого внешнего воздействия, этот общий импульс остается неизменным, сохраняется в известный период времени. Он не меняется, хотя индивидуальные импульсы частей системы могут меняться пропорционально силам, с которыми части системы действуют друг на друга.

Из закона инерции вытекает, что импульс G, который испытывает тело, выведенное из состояния покоя, равен его количеству движения, т. е. произведению массы на скорость, и направлен параллельно скорости, откуда вытекает векториальное отношение

$$G = mv.$$

При помощи этого отношения массу можно было бы определить также как *емкость импульса*, как частное от деления импульса на скорость («масса Мопертюи», введенная А. Пуанкаре). Можно еще назвать ее емкостью количества движения, если рассматривать последнее выражение как синоним импульса.

Я настаиваю на том, что принцип сохранения импульса или

общего количества движения, *присущего материи* в замкнутой системе, является следствием принципа: «действие равно противодействию» и что он не будет иметь места при отсутствии последнего.

3. Масса — емкость кинетической энергии. Подобно тому, как понятие импульса, сообщенного какой-либо силой, приводит к провозглашению принципа сохранения количества движения, понятие работы приводит к формулировке, во все более и более общей форме, принципа сохранения энергии.

По определению, *кинетическая энергия материальной точки, находящейся в движении, равна алгебраической сумме работ сил, воздействовавших на точку, начиная от состояния покоя.* В отношении тела, имеющего конечные размеры, это определение остается без изменений только при том условии, если сообщение ему движения не сопровождалось какой-либо деформацией, если тело осталось без изменений для наблюдателей, которые с ним связаны. Однако можно заметить, что включать ограничение этого рода в данное нами определение понятия импульса нет необходимости. Ниже мы увидим, что отношение массы к энергии будет столь же простым и тогда, когда вместо кинетической энергии мы введем понятие о *полной* энергии движущегося тела.

Сейчас мы ограничимся тем, что определим кинетическую энергию w тела как всю работу, которую нужно выполнить, чтобы получить фактическое движение этого тела, предполагая его *конфигурацию неизменной.*

При этих условиях, согласно рациональной механике, мы имеем (если m — масса тела и v — его скорость)

$$w = \frac{1}{2} mv^2.$$

Это отношение можно было бы использовать также и для того, чтобы определить массу как *емкость кинетической энергии*, как частное от деления двойной кинетической энергии или живой силы на квадрат скорости (кинетическая масса А. Пуанкаре).

4. Инерция, как основное свойство, и механицизм. Со времен Ньютона допускают (и именно таким образом

начинаются все физические трактаты), что инерция есть основное свойство материи, существование которой невозможно свести к более простым явлениям и должно, наоборот, быть принято как основа для объяснения. В течение более чем двух веков считали даже (и это самое существенное в механистической доктрине), что физическое явление не может быть полностью объяснено, пока оно не сведено к движениям, управляемым законами рациональной механики, и в частности законом инерции.

Несмотря на совершенство формы и большие услуги, которые в течение веков оказывал нам механицизм, теперь мы не можем сохранять здание ньютоновской динамики, в котором инерция, измеренная неизменной массой, является главным устоем.

В настоящее время инерция уже не является основным свойством материи, так как теперь имеется возможность объяснить инерцию (по крайней мере частично), исходя из законов электромагнетизма, по-видимому, более первоначальных и более простых. Массу нельзя считать неизменяемой, потому что ее различные определения перестают совпадать, когда скорость материи перестает быть незначительной по отношению к скорости света и когда все три определения для одной и той же части материи приводят к значениям, зависящим от скорости, но сообразно трем различным законам.

Больше того, в состоянии, близком к покою, т. е. для малых скоростей, хотя указанные три определения совпадают и приводят для данной части материи к определенной *начальной массе* m_0, *начальная масса все же зависит от физического или химического состояния системы и меняется при всяком изменении, сопровождающемся обменом энергии с внешним миром*, например посредством излучения.

Мы неизбежно придем к заключению, что всякое увеличение ΔE общей энергии тела, находящегося в движении или покое, выражается пропорциональным увеличением Δm его массы, согласно замечательно простому уравнению

$$\Delta m = \frac{\Delta E}{V^2},$$

где V представляет собой скорость света в пустоте.

Масса тела, даже для малых скоростей, остается постоянной только в той мере, в какой остается неизменной внутренняя энергия.

В изолированной системе, в которой различные части обмениваются энергией друг с другом, индивидуальные массы не сохраняются; неизменной остается только общая масса — и то лишь при условии, что эта система в целом не получает и не теряет энергии.

Сохранение массы перестает быть отдельным принципом; этот принцип соединяется с принципом сохранения энергии.

От этого объединения двух принципов, рассматривавшихся ранее как независимые, наше здание науки выигрывает как в простоте, так и в гармонии. Принцип сохранения энергии позднее, чем принцип сохранения массы, и с большим трудом достигнутый при помощи последовательных обобщений, представляется нам теперь значительно более фундаментальным и более богатым следствиями, чем принцип сохранения массы, который сводится всего-навсего к одному из аспектов принципа энергии.

Само собой разумеется, впрочем, что отклонения от результатов, даваемых рациональной механикой, становятся чувствительными только при исключительных обстоятельствах.

Механика сохраняет свое высокое практическое значение при всех обстоятельствах, при которых речь идет о скоростях, не превышающих 300 000 *км/сек*, или об изменениях состояния, не требующих громадной энергии, подобно той, которой обладают радиоактивные тела, или той, которая должна была сопровождать образование атомов. Сделав эти оговорки, массу можно рассматривать как неизменную величину и уравнения динамики — как точные. Рациональная механика лишь теряет свою универсальную объяснительную способность, которая была основой для ее господства над другими науками, и останется в качестве первого приближения, почти всегда достаточного.

5. Электромагнитная инерция. Недостаточность механицизма ясно проявилась во время безуспешных попыток вывести из него объяснения оптических и электромагнитных явлений.

Глубокую причину этих затруднений мы видим теперь в том, что уравнения динамики, с одной стороны, уравнения электромагнетизма — с другой, пользуются не одними и теми же, а разными концепциями пространства и времени; видимо, концепция электромагнетизма более правильна, а концепция, относящаяся к рациональной механике, представляет собой не более как первое приближение. Поэтому примерно вот уже десять лет ученые считают, что гораздо более плодотворной была бы попытка отыскать электромагнитную интерпретацию инерции, чем механическое объяснение законов электромагнетизма. Последние очень просты, и это делает их вполне пригодными для того, чтобы служить для физики базой и принципом объяснения.

Хотя мы еще далеки от возможности даже утверждать, что подобный электромагнитный синтез возможен, однако усилия, сделанные для того, чтобы создать такой синтез, и изменение точки зрения, которое влечет за собой этот синтез, уже показали себя чрезвычайно богатыми новыми следствиями и новыми горизонтами; о некоторых из них я скажу ниже.

Первое указание на возможность объяснения инерции было дано в 1881 г. Дж. Дж. Томсоном примерно на двадцатом году его жизни. Будучи увлечен идеями Максвелла, культивировавшимися в Кембридже, Дж. Дж. Томсон понял, что уже сама наэлектризованность того или иного тела сообщает последнему своеобразную инерцию электромагнитного происхождения. Это вытекает из закона о токе конвекции, из свойства находящегося в движении наэлектризованного тела создавать вокруг себя магнитное поле. Это свойство, выведенное Максвеллом из уравнений, которые он установил и которые послужили основанием для вычислений Томсона, в настоящее время можно считать экспериментально доказанным фактом.

Опыты Роуланда и его учеников подтвердили этот теоретический вывод количественно и качественно: наэлектризованное тело, например сфера с радиусом a и с зарядом e, двигаясь равномерно со скоростью v, создает вокруг себя магнитное поле, распространяющееся круговыми силовыми линиями, плоскость которых нормальна

к направлению скорости, и с центрами на траектории центра движущейся сферы [2].

Другими словами, магнитное поле в точке A расположено нормально к плоскости Aov, которая проходит через точку A и траекторию центра и имеет своей величиной, по крайней мере, *когда скорость v достаточно мала по отношению к скорости света V*,

$$H = \frac{ev \sin \alpha}{r^2}. \tag{1}$$

Если сфера заряжена только на поверхности, она не создает внутри себя никакого магнитного поля, так же как не создает она и электрического поля, и формула (1) действительна только при $r > a$. С другой стороны, распространение на электромагнитные явления принципа сохранения энергии требует, как известно, чтобы образование электрического поля h в среде с диэлектрической постоянной K вызывало затрату энергии, распределенной в этой среде в отношении $\frac{Kh^2}{8\pi}$ на единицу объема, и чтобы образованию магнитного поля H в среде с магнитной проницаемостью μ соответствовала также энергия с плотностью $\frac{\mu H^2}{8\pi}$.

Чтобы найти электрическую энергию W_e и магнитную W_m распределенные в части среды, занимающей ограниченное пространство, необходимо вычислить в этом пространстве интегралы:

$$W_e = \int \frac{Kh^2}{8\pi} d\tau \quad \text{и} \quad W_m = \int \frac{\mu H^2}{8\pi} d\tau,$$

причем d_τ представляет собой элемент объема.

Отсюда легко сделать вывод, что в соответствии с хорошо известным электростатическим результатом электрическое поле, окружающее нашу сферу с поверхностным зарядом e и радиусом a (по предположению находящуюся в пустоте с диэлектрической постоянной K_0 и магнитной проницаемостью μ_0), обладает в состоянии покоя потенциальной электростатической энергией:

$$W_0 = \frac{e^2}{2K_0 a}. \tag{2}$$

Пока сфера движется с малой — по отношению к скорости света — скоростью, это электрическое поле остается распределенным так же, как и в состоянии покоя, и сопровождает сферу в ее движении: сфера как бы увлекает за собой след, или «пышную шевелюру», состоящую из радиальных силовых линий, симметрично расположенных вокруг нее; электростатическая энергия, остающаяся постоянной в течение всего времени, пока скорость остается небольшой, перемещается, таким образом, вместе с зарядом.

Однако перемещение электрического поля влечет за собой, согласно опытам Роуланда, появление магнитного поля, окружающего наэлектризованное тело и сопровождающего его также в движении. Это поле, пропорциональное скорости в силу закона о токе конвекции (1), заключает в себе энергию, пропорциональную квадрату скорости, которую легко вычислить, исходя из выражения плотности энергии на единицу объема $\frac{\mu_0 H^2}{8\pi}$; причем энергия оказывается равной

$$W_m = \frac{\mu_0 e^2}{3a} v^2. \qquad (3)$$

Эта энергия должна быть доставлена тогда, когда заряженная сфера начинает двигаться под воздействием внешних сил, сообщающих ей скорость v. Она остается связанной со сферой в продолжение всего ее пути и должна быть отдана обратно в момент остановки в виде работы, направленной против тормозящих движение сил. Впрочем, для связанных с телом наблюдателей эти обмены работы оставляют, несмотря на приведение в движение или остановку, наэлектризованное тело тождественным самому себе, потому что для наблюдателей это тело остается окруженным исключительно своим электростатическим полем [1].

Энергия W_m обладает, следовательно, всеми характерными чертами кинетической энергии, включая сюда также и свойство быть

[1] Точнее говоря, последнее утверждение вводит принцип относительности, роль которого в этой теории, таким образом, начинает проявляться.

пропорциональной квадрату скорости, и соответствует существованию кинетической массы дополнительной инерции электромагнитного происхождения:

$$m_0 = \frac{2\mu_0 e^2}{3a}. \qquad (4)$$

Эта инерция вытекает единственно из того, что сфера наэлектризована и прибавляется к инерции, которой сфера может обладать из других источников.

Заметим сейчас же, сравнивая (4) *со* (2), *что электромагнитная инерция, обязанная наличию электрического поля вокруг сферы, пропорциональна энергии* W_0, *которую содержит это электрическое поле и которую сфера уносит с собой.*

Всякое изменение заряда или радиуса, а следовательно, и энергии, накапливающейся вокруг сферы в состоянии покоя, влечет за собой пропорциональное изменение ее инерции. Ниже мы более подробно рассмотрим отношение, проявляющееся таким образом между инерцией системы и потенциальной энергией, которую она может заключать в себе.

Мы увидим также, что при скоростях того же порядка, что и скорость света, электрическое поле распределяется вокруг сферы, находящейся в движении, уже не так, как в состоянии покоя; оно представляет собой энергию W_e, отличную от W_0. Если энергию магнитного поля обозначать через W_m, то работа, необходимая для того, чтобы заряженное тело — именно как заряженное — привести в движение, будет

$$w = W_e + W_m - W_0.$$

Эта работа соответствует кинетической энергии тела, так как наэлектризованное тело имеет для связанных с ним наблюдателей всегда один и тот же вид.

Предыдущее, чрезвычайно простое рассуждение привело нас к предположению, что при состоянии, не слишком отличающемся от состояния покоя, существует начальная дополнительная масса m_0, если мы станем на точку зрения нашего третьего определения, т. е. определения *кинетической массы*; как мы показали, тело, уже

только потому, что оно наэлектризовано, обладает дополнительной емкостью для количества движения. Для доказательства этого необходимо напомнить, как Анри Пуанкаре, чтобы удержать принцип сохранения количества движения для электромагнитного поля, точно так же, как и для удержания принципа сохранения энергии, допустил хорошо известное понятие локализации энергии, которым мы только что воспользовались. Попутно мы остановимся на общих результатах, которые в дальнейшем нам будут полезны.

6. Эфир и электромагнитные волны. Прежде всего следует вернуться несколько глубже назад, чем это требовалось до сих пор, и коротко восстановить в памяти основные электромагнитные свойства пустоты, сформулированные Максвеллом и экспериментально подтвержденные Герцем.

Оба поля, электрическое и магнитное (h и H), проявляющиеся в эфире и соответствующие локализациям указанных выше энергий, зависят одно от другого и настолько взаимосвязаны, что каждое из них может существовать в отдельности только при условии, если оно не будет изменяться: всякое изменение во времени одного из двух полей влечет появление другого. Изменение магнитного поля в данной области эфира создает электрическое поле, замкнутые силовые линии которого охватывают направление, по которому меняется магнитное поле; это — явление электромагнитной индукции.

Если пространство, где таким путем создалось это электрическое поле, оказывается занятым проводником, то в нем возникают индуцированные токи, охватывающие направление, по которому меняется магнитное поле. Количественное отношение этой связи хорошо выражено известным законом индукции: *электродвижущая сила или работа электрического поля вдоль какого-либо замкнутого контура C равна изменению в единицу времени потока магнитной индукции через любую поверхность S, опирающуюся на контур C.*

Магнитная индукция B равна в пустоте $\mu_0 H$; и если Φ — ее поток через поверхность S, то мы получим

$$\int_C h \cos\alpha \, dl = -\frac{d\Phi}{dt}. \qquad (5)$$

Соответственно, изменение электрического поля в данной области эфира создает магнитное поле, замкнутые силовые линии которого охватывают направление, по которому изменяется электрическое поле. Это первичное, предвиденное Максвеллом, явление *тока смещения*, из которого, как мы ниже увидим, можно непосредственно вывести закон *тока конвекции*, экспериментально подтвержденный Роуландом; точно так же рапространение электромагнитных волн со скоростью света было экспериментально подтверждено Герцем.

Количественное отношение, выражающее закон тока смещения, симметрично предыдущему: *магнитодвижущая сила, или работа магнитного поля, вдоль какого-либо замкнутого контура C равна изменению в единицу времени потока электрической индукции через какую-либо поверхность S, расположенную в пустоте и опирающуюся на контур C.*

Электрическая индукция b равна в пустоте $K_0\, h$ и, если Φ — ее поток через поверхность S, мы получим

$$\int\limits_C H \cos \beta dl = \frac{d\Phi}{dt}. \tag{6}$$

Из отношений (5) и (6) вытекает в качестве непосредственного следствия тот факт, что электромагнитное возмущение, произведенное, например, искровым разрядником Герца, распространяется в пустоте сферически, со скоростью $\frac{1}{\sqrt{K_0 \mu_0}}$. Это количество может быть выведено из сравнения двух систем единиц — электростатической и электромагнитной CGS, и опыт показывает, что численно оно равно скорости света.

Прочие характерные свойства этого возмущения оказываются особенно простыми, когда оно рассматривается на достаточно большом расстоянии от источника, чтобы иметь право уподобить его плоской волне, распространяющейся нормально к своей плоскости. Те же самые уравнения показывают, что возмущение, представляемое этой волной, состоит из электрического поля h, расположенного в плоскости волны и перпендикулярного, следовательно, к напра-

влению распространения, а также магнитного поля H, равным образом поперечного и расположенного в плоскости волны нормально к направлению электрического поля.

Три направления электрического поля, магнитного поля, распространения волны образуют, таким образом, триэдр с тремя прямыми углами, направление сторон которых можно получить, располагая три первых пальца правой руки в указанном порядке. Более того, величины обоих полей таковы, что они представляют равные энергии на единицу объема в любой свободно распространяющейся плоской волне, откуда получается соотношение:

$$K_0 h^2 = \mu_0 H^2 \text{ или } H = \sqrt{\frac{K_0 h}{\mu_0}}. \qquad (7)$$

Таким образом, электромагнитные волны, которые предвидел Максвелл, своими характерными свойствами — величиной скорости распространения, взаимной перпендикулярностью векторов, представляющих состояние среды,— дают прекрасное изображение световых волн. Аналогия сделалась еще более поразительной после того, как Герцу удалось воспроизвести световые волны чисто электрическим путем и изучить их свойства. В настоящее время мы должны считать установленным фактом электромагнитную природу света и допустить для его волн ту структуру, о которой я вам только что напомнил. Это — первая и притом исключительно интересная проверка и подтверждение закона тока смещения Максвелла.

7. Ток конвекции. Этот же закон приводит к предвидению появления магнитного поля вследствие движения наэлектризованного тела. Действительно, в силу того, что наэлектризованное тело уносит с собой электрическое поле, произведенное его зарядом, интенсивность этого поля изменяется в определенной точке среды в то время, когда наэлектризованное тело приближается, проходит и затем удаляется. Таким образом, происходит изменение во времени электрического поля среды и, следовательно, появление магнитного поля в силу закона тока смещения. Применяя выражение этого закона, содержащегося в формуле (6), к случаю сферы и предпола-

гая, что скорость достаточно мала, чтобы электрическое поле оставалось распределенным вокруг этой сферы так же, как и в состоянии покоя, мы легко приходим к выражению (1), подтверждаемому на опыте.

Нетрудно также понять, что это выражение для магнитного поля, образованного конвекцией, перестает быть точным, когда скорость v становится достаточно большой: наэлектризованное тело увлекает с собой как электрическое поле, так и магнитное, изменяя в неподвижной точке среды интенсивность магнитного поля, и, следовательно, вызывая появление, в силу закона индукции, выраженного (5), электрического индуцированного поля, которое прибавляется к электростатическому полю и изменяет его распределение. Подсчет показывает, что это изменение становится заметным только тогда, когда скорость v перестает быть малой по отношению к скорости света:

$$V = \frac{1}{\sqrt{K_0\mu_0}} . \tag{8}$$

По мере увеличения скорости v силовые линии электрического поля, остающиеся радиальными на достаточно больших — по сравнению с радиусом этой сферы — расстояниях, перестают быть равномерно распределенными вокруг сферы и, как показал впервые Дж. Дж. Томсон, имеют тенденцию собираться вблизи экваториальной плоскости, перпендикулярной к направлению скорости. Эти силовые линии, связанные с наэлектризованным движущимся телом, при больших скоростях стремятся располагаться поперечно по отношению к направлению движения, и они достигли бы этого положения, если бы скорость сферы v могла достигнуть скорости света и если бы энергия электромагнитного поля, соответствующая этой предельной конфигурации, не становилась бы при этом бесконечной. Скорость света, таким образом, представляет собой высший предел, которого может достичь наэлектризованное тело и для которого кинетическая энергия, определенная как

$$w = W_e + W_m - W_0,$$

становится бесконечной. Следовательно, кинетическая энергия увеличивается быстрее, чем показывает формула (3), и перестает быть пропорциональной квадрату скорости, когда эта скорость приближается к скорости света; на точной форме выражения этой кинетической энергии мы остановимся ниже.

8. Лорентцева сила. Подобно тому, как движущееся наэлектризованное тело создает магнитное поле и может действовать на магнит, вблизи которого оно проходит (опыт Роуланда), магнит в свою очередь также производит на заряженное тело некоторое действие, сила которого определяется интенсивностью магнитного поля, созданного магнитом в той точке,где находится это тело,а также зарядом и скоростью этого тела. Другими словами, наэлектризованное тело, имеющее заряд e и движущееся со скоростью v во внешнем магнитном поле H, образующем с направлением скорости угол β, подвергается действию силы

$$f = \mu_0 Hev \sin \beta, \tag{9}$$

направленной перпендикулярно к плоскости, заключающей H и v, в направлении, указываемом средним пальцем левой руки, большой палец которой расположен в направлении H, а указательный — в направлении v; причем заряд e предполагается положительным. Именно действие этой силы производит отклонение катодных частиц, α- и β-лучей радиоактивных тел во внешнем магнитном поле. Если в точке, где находится движущееся наэлектризованное тело, одновременно с магнитным полем существует также и электрическое внешнее поле h, то указанная выше сила складывается с электрической силой he, направленной вдоль поля h. Последняя, естественно, может существовать и одна, если магнитное поле равно нулю или если наэлектризованное тело неподвижно.

9. Действие и противодействие. Силы, которые действуют таким образом на движущиеся заряженные тела и существование которых подтверждается опытом количественно и качественно, не удовлетворяют принципу равенства действия и противодействия.

Можно доказать, что так обстоит дело уже в случае взаимных действий двух наэлектризованных тел, движущихся со скоростями, достаточно малыми, чтобы формула (1) оставалась применимой к ним обоим. Взаимная электрическая сила, определяемая законом Кулона, удовлетворяет равенству действия и противодействия, но не так обстоит дело в отношении электромагнитных сил Лорентца, которые возникают при движении каждого из двух тел в магнитном поле, создаваемом другим телом. С тем большим основанием то же можно сказать в отношении больших скоростей, при которых ни электрическая, ни электромагнитная сила, ни их равнодействующая не подчиняются данному принципу.

Этот факт становится особенно ясным, когда присоединяется излучение, в чем легко можно убедиться, если изучать явление лучистого давления, существование которого можно предвидеть на основании изложенных выше результатов. Вообразим источник электромагнитного излучения, распространяющий вокруг себя лучи симметрично по отношению к какой-нибудь оси, — разрядник Герца или раскаленное тело, излучающее свет. В момент испускания излучение (в силу симметрии) не оказывает на источник никакого давления. Предположим, что на некотором расстоянии и в определенном направлении испущенное возмущение, могущее быть принятым за плоскую волну, встречает препятствие, например металлическую пластинку или приемную антенну. Электрическое поле, заключенное в волне, действует на это препятствие и производит в нем ток по своему направлению, а магнитное поле, заключенное в той же волне, действует на этот ток с силой, имеющей направление распространения излучения. Таким образом, можно было теоретически предвидеть существование давления излучения, установленного ныне экспериментально [3]. Сила светового давления отталкивает препятствие в направлении распространения излучения, и, следовательно, действие не компенсируется никаким противодействием, оказываемым на часть какой-либо материи.

Таким образом, если принимать во внимание только материю, то здесь налицо появление некоторого количества движения у препят-

ствия в тот момент, когда до него доходит излучение: имеется действие без противодействия и нет сохранения количества движения, которым обладает материя [4].

Кроме того, эти явления можно рассматривать и под другим углом зрения, если предположить, что препятствие получает и поглощает все излучение источника; при этом источник считается не симметричным и предполагается, что свет он испускает лишь в направлении препятствия, расположенного на некотором от него расстоянии. Препятствие отталкивается получаемым им от источника излучением сразу же, как только излучение достигает препятствия. Следовательно, здесь мы имеем обратное тому, что было в предыдущем случае: противодействие существует, но оно опередило действие на отрезок времени, равный тому, который необходим для прохождения светом расстояния между источником и препятствием. Теория действительно показывает, что источник света в момент излучения подвергается действию отдачи, эквивалентному по количеству движения импульсу, которому подвергается препятствие. Однако в каждый данный момент нет равенства действия и противодействия: какое-то количество движения исчезает из материи (источника) в момент испускания и появляется несколько позже у препятствия — в момент поглощения.

10. Электромагнитное количество движения. Этот прием описания фактов можно было бы принять и отбросить принцип сохранения количества движения (по крайней мере в отношении электромагнетизма). Но, как показал А. Пуанкаре, следует сохранить такие принципы, простота которых при надлежащем обобщении выражаемых ими понятий делает их употребление столь удобным. Чтобы убедиться в этом, достаточно допустить, что излучение или электромагнитное возмущение в пустоте представляет собой некоторое количество движения, распространяющееся вместе с излучением и исчезающее, когда оно поглощается [5]. В первом случае импульс, которому подвергается препятствие, компенсируется первоначально отсутствующим по причине симметрии возмущением, вызываемым препятствием в излучении, именно в том количестве движения, которое представляет собой это излучение.

Во втором случае, в момент испускания, отдача, испытываемая источником света, компенсируется количеством электромагнитного движения появившегося излучения, а это количество движения в свою очередь превращается в импульс, которому подвергается препятствие в момент поглощения.

Следовательно, мы снова можем прийти к принципу сохранения, если излучение будем рассматривать в качестве носителя количества движения. Точно так же рассуждают, когда излучение рассматривают как переносчика энергии. Действительно, локализацию энергии в электрическом и магнитном полях, за пределами материи, мы допускаем для того, чтобы удержать значимость принципа сохранения энергии, так же как мы пытаемся поступать здесь в отношении количества движения. Материя теряет энергию в тот момент, когда источник ее испускает, и наоборот, она получает энергию, когда препятствие ее поглощает; и в каждый данный момент сохранение энергии может иметь место только в том случае, если мы допускаем, что электромагнитное поле является формой энергии в количестве, равном $\frac{K_0 h^2}{8\pi} + \frac{\mu_0 H^2}{8\pi}$ на единицу занимаемого объема. Мы, вместе с Пуанкаре, приходим естественно к выводу, что электромагнитное поле следует рассматривать также и в качестве формы количества движения. Выражение, касающееся локализации количества движения, настолько же просто, как и выражение, касающееся локализации энергии.

В некоторой области эфира — местопребывании электрического поля h и магнитного поля H, направления которых находятся между собой под углом α,— на единицу объема необходимо допустить количество движения

$$g = \frac{K_0 \mu_0 H h \sin \alpha}{4\pi} = \frac{S}{4\pi V^2}, \qquad (10)$$

где S представляет собой площадь параллелограмма, построенного на h и H. Это количество движения направлено нормально к плоскости параллелограмма — в направлении, указываемом средним пальцем правой руки, большой и указательный пальцы которой соответствен-

но направлены на h и H. Выведенный таким образом закон является общим законом.

Прежде чем воспользоваться им для расчетов электромагнитной массы (в смысле Мопертюи) нашей наэлектризованной сферы, чрезвычайно интересно применить его к случаю плоской волны. Принимая то описание, которое мы дали подобной волне, легко можно видеть, что, согласно изложенному, эта волна представляет собой количество движения, *имеющее направление распространения волны*, т. е. перпендикулярное к плоскости волны, заключающей в себе оба поля — электрическое и магнитное; с другой стороны, поскольку эти поля взаимно перпендикулярны, угол α будет прямым. Далее, если учитывать соотношение (7), которое существует между их величинами, и соотношение (8), то для плотности g количества движения получается

$$g = \frac{K_0 h^2}{4\pi V}. \tag{11}$$

Плотность энергии на основании (7) будет

$$E = \frac{K_0 h^2}{8\pi} + \frac{\mu_0 H^2}{8\pi} = \frac{K_0 h^2}{4\pi}, \tag{12}$$

откуда получается чрезвычайно простое соотношение для случая плоской волны:

$$g = \frac{E}{V}. \tag{13}$$

Давление излучения вычисляется непосредственно из этого результата: оно возникает при передаче препятствию количества движения, содержащегося в поглощенном излучении. Если поглощение полное и падение луча нормально, то давление излучения или количество движения, передаваемое на единицу поверхности в единицу времени, численно равно количеству движения в излучении в объеме, равном по величине скорости распространения V волны, следовательно, равно gV или E, согласно соотношению (13). Отсюда следует, что *давление излучения при нормальном падении численно равно энергии излучения в единице объема.*

Случаи косого падения или неполного поглощения (с отражением или без отражения) могут быть вычислены без особых затруднений.

11. Электромагнитная масса. Поскольку мы знаем распределение электрического и магнитного полей вокруг наэлектризованного тела, находящегося в движении со скоростью v, то, применяя формулу (10), легко найти количество полного электромагнитного движения, локализованного в сопровождающем это тело электромагнитном следе: по принципу сохранения количества движения оно было порождено силами, которые привели тело в движение, и будет возвращено обратно в момент остановки. Наэлектризованность тела сообщает ему, таким образом, дополнительную емкость количества движения — массу в смысле Мопертюи — электромагнитного происхождения.

Для случая сферы, скорость которой мала, электрическое поле, равное нулю внутри сферы, если заряд расположен по поверхности, имеет на расстоянии r величину

$$\frac{e}{K_0 r^2} \text{ при } r > a.$$

Поскольку это поле радиально и поскольку магнитное поле, данное формулой (1), нормально к меридианной плоскости, проходящей через траекторию центра и через точку, где измеряются поля, то плотность g количества движения в этой точке должна быть расположена в меридианной плоскости и нормально к радиусу, причем в таком направлении, что его проекция на скорость в любой точке поля имеет направление данной скорости. Величина этой плотности будет

$$g = \frac{\mu_0 e^2 v \sin\alpha}{4\pi r^4}.$$

Нетрудно видеть, что полное количество движения, локализованное в следе, имеет направление скорости в силу симметрии: его вычисляют, интегрируя во всем внешнем, по отношению к сфере, объеме произведение каждого элемента объема на $g \sin\alpha$ — величину

проекции соответствующей плотности на направление скорости, и в итоге получают

$$G = \frac{2\mu_0 e^2}{3a} v.$$

Таким образом, при малых скоростях легко находят массу Мопертюи $\frac{G}{v}$, которая, как мы видим, тождественна кинетической массе, полученной нами выше:

$$m_0 = \frac{2\mu_0 e^2}{3a}.$$

12. Случай больших скоростей. Если скорость перестает быть малой по отношению к V, то различные определения массы не будут совпадать для электромагнитной части инерции; все они приводят к значениям, которые, начиная от m_0 для малых скоростей, увеличиваются вместе с v и становятся бесконечными при пределе V.

Подобно тому, как кинетическая энергия

$$w = W_e + W_m - W_0$$

перестает быть пропорциональной квадрату скорости, так же и полное количество движения G перестает быть пропорциональным скорости и растет быстрее, чем последняя. Массу в смысле Мопертюи как функцию скорости мы будем определять, как и раньше, при помощи уравнения

$$m = \frac{G}{v}. \qquad (14)$$

Сейчас мы увидим, какое соотношение существует между кинетической массой m_e и массой в смысле Мопертюи или массой m в собственном смысле. С другой стороны, определение массы как коэффициента инерции при помощи уравнения $f = m\gamma$ приводит к электромагнитной массе, являющейся функцией лишь скорости только в том случае, если совокупность обоих полей, окружающих наэлектризованное тело, определяется в каждый данный момент и на любом расстоянии *наличной* величиной скорости

Это может быть лишь в том случае, если изменения скорости достаточно медленны и ускорение достаточно мало. Такое движение называется квазистационарным, поскольку оно обусловлено тем, что наэлектризованное тело, в силу своего ускорения, не испускает заметного излучения [1], это излучение не уносит в бесконечность ни энергии, ни количества движения, и к нему можно применить принципы сохранения, считаясь исключительно с электромагнитным следом, определяемым скоростью; коэффициент инерции — функцию только скорости — можно определить, разделив силу на производимое ею ускорение.

Легко показать, что полученные результаты изменятся в зависимости от того, действует ли сила по направлению скорости, изменяя ее величину (тангенциальная сила f_l, продольная масса m_l), или же она действует по направлению, нормальному к скорости, изменяя при этом лишь направление последней (нормальная сила f_t, поперечная масса m_t).

В первом случае количество движения изменяется только по величине, но не по направлению и мы из определения импульса имеем

$$dG = f_l\,dt.$$

С другой стороны, определение продольной массы как коэффициента инерции дает в этом случае

$$f_l = m_l \frac{dv}{dt},$$

откуда

$$m_l = \frac{dG}{dv}. \tag{15}$$

Во втором случае количество движения изменяется только по направлению, не меняя своей величины. Если $d\alpha$ представляет угол изменения направления скорости и, следовательно, количества движения в промежуток времени dt, то, исходя из определения импульса, мы будем иметь

$$f_t\,dt = G\,d\alpha$$

[1] P. Langevin. J. de Phys., 4-e sér., t. IV, 1905.

и, согласно определению поперечной массы m_t, получаем следующее соотношение:

$$f_t = m_t\gamma = m_t v \frac{d\alpha}{dt},$$

откуда

$$m_t = \frac{G}{v}.$$

Поперечная масса, таким образом, совпадает с массой в смысле Мопертюи.

Наконец, применяя принцип сохранения энергии, мы получаем

$$dw = f_l\, dt = m_l v\, dv = vdG,$$

откуда для кинетической энергиии

$$w = \int_0^v vd\,G$$

и для кинетической массы

$$m_c = \frac{2w}{v^2} = \frac{2}{v^2}\int_0^v vdG. \tag{16}$$

В случае, если G перестает быть пропорциональным v, оставаясь все же функцией скорости, уравнения (14), (15) и (16) выражают отношения между различными определениями массы. Однако, поскольку эти определения перестают совпадать, проще всего было бы сохранить только одно из них.

По многим основаниям, из которых наиболее существенным является простота, мы под *массой* будем обычно подразумевать массу в смысле Мопертюи или поперечную массу $m = \frac{G}{v}$; именно она входит в измерения, относящиеся к движущимся наэлектризованным частицам (катодные лучи и β-лучи), когда наблюдают отклонения, производимые электрическими или электромагнитными силами, перпендикулярными к направлению лучей.

Назовем *первичной массой* величину m_0, общую (при малых скоростях) для различных определений массы.

Электромагнитная масса будет получена как функция скорости делением на скорость количества движения, локализованного в электромагнитном следе наэлектризованного тела.

Впрочем, функция скорости, полученная для указанного количества движения, зависит от того, как «ведет себя» (по предположению) наэлектризованное тело в случае изменения скорости, т. е. сохраняет оно свою форму или же изменяет ее.

Максу Абрагаму наиболее простой казалась гипотеза о недеформируемости: если, например, наша сфера сохраняет свою форму при всех скоростях, то, обозначая через β отношение $\frac{v}{V}$, мы получим

$$m=\frac{G}{v}=\frac{3m_0}{4\beta^2}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta}-1\right).$$

Но, с другой стороны, как мы знаем, Лорентц, чтобы понять отсутствие влияния движения Земли на электромагнитные и оптические явления, пришел к допущению, что все тела, находящиеся в покое, по форме отличны от тел, которые движутся равномерно и прямолинейно, причем тело, находящееся в движении по отношению к наблюдателям, представляется последним сокращенным в направлении его скорости в отношении $\sqrt{1-\beta^2}$. Таким образом, находящаяся в движении сфера представляется сплющенным эллипсоидом. Учитывая это изменение формы при вычислении количества электромагнитного движения, мы получаем для массы m значение

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{17}$$

Эта формула значительно проще формулы Макса Абрагама; *опыты, произведенные над* β*-лучами радиоактивных тел, показывают, что изменение массы отрицательных электронов со скоростью хорошо выражается* (в пределах точности измерений) *именно формулой Лорентца*.

Кроме того, с точки зрения принципа относительности, вполне достоверно, что любая масса, каково бы ни было ее происхож-

дение, должна изменяться со скоростью, следуя тому же закону Лорентца.

Исходя из формулы (17), легко получить законы изменения, соответствующие другим определениям массы. Непосредственно получают

$$G = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad m_l = \frac{dG}{dv} = \frac{m_0}{(1-\beta^2)^{3/2}},$$

затем

$$w = \int_0^v v\,dG = m_0 V^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right), \tag{17'}$$

откуда

$$m_c = \frac{2m_0}{\beta^2}\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right).$$

13. Давление Пуанкаре. Мы только что видели, что опыт подтверждает гипотезу сокращения Лорентца в отношении катодных частиц или свободных электронов: их масса изменяется со скоростью согласно закону, основанному на этой гипотезе для электромагнитной инерции.

Идея о том, что подобное сокращение может быть вызвано уже самым фактом движения тела, показалась сначала чрезвычайно странной. Но затем Эйнштейн выяснил, что эта идея лишь соответствует одному из аспектов новых понятий пространства и времени, к которым обязывает принцип относительности.

С совершенно другой точки зрения осветило механизм этого сокращения важное замечание А. Пуанкаре. Мы знаем, что существуют свободные отрицательные электроны, или катодные корпускулы, тождественные между собой и несущие индивидуальный заряд, равный примерно $4 \cdot 10^{-10}$ электростатических единиц CGS. Мы знаем также их начальную массу, равную 10^{-27} *г*, происхождение которой, по-видимому, исключительно электромагнитное, но мы ничего не знаем об их структуре, а также о природе тех сил, которые обусловливают их целостность. Тем не менее достоверно, что, кроме электромагнитных сил, необходимы еще и другие силы внутри электрона для того,

чтобы воспрепятствовать рассеянию заряда вследствие взаимного отталкивания составляющих его элементов; при этом, естественно, предполагается (и это первое, что нам следует попытаться обосновать) правомерность распространения на внутренность электрона законов электростатики, установленных опытами, произведенными над телами обычных размеров.

Давление Пуанкаре дает нам по крайней мере простое представление о подобных силах. Представим себе заряд e электрона, находящегося в покое, распределенный по поверхности сферы радиусом a.

Взаимные электромагнитные действия между различными элементами этого заряда сводятся — при отсутствии движения — к хорошо известному электростатическому отталкиванию, которое стремится переместить наружу наэлектризованный слой с силой, равной на единицу поверхности $2\pi\sigma^2/K_0$, где σ представляет поверхностную плотность заряда $e/4\pi a^2$. Это отталкивание может быть уравновешено, если электрон подвергается давлению, исходящему от внешнего эфира и имеющему величину

$$p = \frac{2\pi\sigma^2}{K_0} = \frac{e^2}{8\pi K_0 a^4}. \qquad (18)$$

Если предположить, что подобное давление существует во всем пространстве, занятом эфиром, внешним по отношению к электронам, то каждый из последних будет находиться в равновесии именно в состоянии покоя, если он принимает сферическую форму с радиусом a, определенную предыдущим уравнением как функция его заряда и универсального давления p. Я не буду распространяться здесь о том, что постановка и решение вопроса об устойчивости этого равновесия вызовут большие трудности.

Замечательный факт, на который указал А. Пуанкаре, заключается в следующем: если исходить из предположения, что электрон движется и что различные элементы его поверхностного наэлектризованного слоя подвержены *указанному внешнему равномерному давлению*, а также действию электростатических и электромагнитных

сил Лорентца, исходящих от других элементов, то получается, что *форма равновесия изменяется и становится как раз сплющенным эллипсоидом Лорентца.*

Легко убедиться, что дело может обстоять именно так: действительно, мы видели, что электрическое поле распределено при движении не так, как в состоянии покоя, что оно ослабляется на полюсах и увеличивается на экваторе. Следовательно, у полюсов электростатическое давление уменьшается, и давление Пуанкаре, действующее извне, его превосходит; в результате электрон сплющивается у полюсов, пока не обретет новое равновесие; на экваторе же он не расширяется, потому что электромагнитная сила Лорентца действует там в направлении, противоположном возросшему электростатическому давлению, и создает тем самым равновесие при том же экваториальном радиусе a, как и в состоянии покоя. Получается, следовательно, эллипсоид с полярной полуосью, равной

$$a\sqrt{1-\beta^2}\,.$$

Таким образом, для электрона мы получаем предварительную простую картину, которая включает в себя Лорентцево сокращение и находится в согласии с экспериментальным изменением инерции электрона в функции от его скорости. Следовательно, давление p мы вправе считать одним из существенных факторов в равновесии электрона.

На все это мы можем смотреть еще следующим образом: равновесной конфигурацией покоящегося электрона будет та, которая дает минимум для потенциальной энергии налагающихся на него сил, а именно, электростатических отталкиваний и давления Пуанкаре.

Когда форма сферическая, с радиусом a, потенциальная энергия первых равна $\frac{e^2}{2K_0 a}$, потенциальная же энергия внешнего давления будет равна произведению этого давления на объем электрона $\frac{4}{3}\pi a^3$; откуда получаем для полной потенциальной энергии в состоянии покоя

$$E_0 = \frac{e^2}{2K_0a} + \frac{4}{3}\pi a^3 p.$$

Значение a, которое делает это выражение минимальным, как раз и дается формулой (18). Если теперь в выражении E_0 давление p поставить как функцию радиуса,соответствующего состоянию равновесия, мы получим для полной потенциальной энергии покоящегося электрона, находящегося в равновесии,

$$E_0 = \frac{e^2}{2K_0a} + \frac{e^2}{6K_0a} = \frac{2e^2}{3K_0a}. \tag{19}$$

14. Масса и энергия. Сравнение этого выражения с выражением первичной электромагнитной массы m_0, даваемым формулой (4), приводит нас тотчас же к следующему замечательному соотношению

$$m_0 = K_0\mu_0 E_0 = \frac{E_0}{V^2}. \tag{20}$$

Первичная электромагнитная масса электрона равна частному от деления его полной потенциальной энергии на квадрат скорости света.

Это же отношение мы найдем, если вместо сферического электрона будем рассматривать равновесную систему, подверженную, кроме электромагнитных сил, еще и такого рода воздействиям,что в результате конфигурация равновесия изменяется, следуя закону сокращения Лорентца, когда система приведена в движение.

При помощи одного из наиболее интересных и наиболее важных применений принципа относительности Эйнштейн сумел обобщить предыдущее отношение и распространить его на другие случаи, кроме рассмотренных выше случаев электростатического равновесия. Независимо от Эйнштейна я, начиная с 1906 г., высказал и развил нижеследующие соображения, которые изложены мной в лекциях в Коллеж де Франс в менее элементарной и более общей форме, чем здесь.

Ниже мы покажем, что присутствие электромагнитного излучения внутри полости, свободной от вещества, соответствует оболочке для дополнительной инерции, определяемой энергией излучения, и, с другой стороны, что испускание или поглощение излучения ма-

териальной системой выражается изменением ее инерции, т. е. емкости ее количества движения, изменением, пропорциональным энергии излучения.

15. Принцип относительности. Все опыты, проведенные в целях обнаружения движения земных наблюдателей по отношению к среде, передающей электромагнитные действия, дали лишь отрицательные результаты, несмотря на исключительную точность этих опытов, какой удалось достигнуть. Тем не менее мы знаем, что для двух положений Земли, диаметрально противоположных на орбите, например в июле и в январе, скорость изменяется примерно на 60 *км/сек*. Этот отрицательный результат позволяет, следовательно, утверждать, что электромагнитные явления, отнесенные к осям координат, связанным с Землей, представляются в одном и том же виде в любое время года и что фундаментальные законы, речь о которых шла выше, равным образом верны по отношению к двум системам осей, движущимся одна относительно другой со скоростью 60 *км/сек*. Другими словами, в действительности все происходит одинаково для различных наблюдателей, находящихся в равномерном и прямолинейном движении относительно друг друга; *для каждого из них* все происходит так, как будто он был неподвижен относительно эфира.

В частности, для всех наблюдателей одинаково верно как следствие основных законов, что электромагнитное или световое возмущение распространяется во всех направлениях с одной и той же скоростью:

$$V = \frac{1}{\sqrt{K_0\mu_0}}$$

Уже из одного этого факта вытекают следствия, с первого взгляда чрезвычайно странные в отношении концепций пространства и времени, — следствия, не совместимые с теми понятиями пространства и времени, которых требует и которые постулирует рациональная механика. Прежде всего, появляется сокращение Лорентца в следующей форме: один и тот же объект, измеренный двумя группами наблюда-

телей, движущимися равномерно и прямолинейно относительно друг друга со скоростью $v = \beta V$, окажется в направлении движения короче в отношении $\sqrt{1-\beta^2}$ для тех наблюдателей, которые видят этот предмет проходящим мимо себя, чем для тех, которые с ним связаны. Аналогичные следствия существуют и для интервала времени между двумя событиями: например, одни и те же события, будучи одновременными для определенных наблюдателей, перестают быть одновременными для других наблюдателей, находящихся в движении по отношению к первым.

Как бы ни были странны эти следствия (которыми, впрочем, пользоваться нам здесь не придется), они вытекают из фактов, из самой структуры основных уравнений электромагнетизма. Эти уравнения могут иметь одну и ту же форму одновременно для различных групп наблюдателей, движущихся друг относительно друга, лишь в том случае, если сделанные ими измерения пространства и времени находятся в отношениях, о которых я уже напоминал. Иначе говоря, эти уравнения обладают группой преобразований, открытой Лорентцем, часть которой, относящаяся к пространству и времени, глубоко отлична от той, которая соответствует группе преобразований уравнений обычной механики: существует несовместимость между двумя группами, и все убеждает нас в том, что группа преобразований электромагнетизма — единственно правильная или что опыт обнаруживает нам только пространство и время группы Лорентца.

Мы используем в дальнейшем принцип относительности в очень простой форме; в уравнениях преобразования, которые связывают измерения одной и той же величины, сделанные двумя группами наблюдателей, движущимися равномерно и прямолинейно одна относительно другой, мы сохраним только члены первого порядка в функции их относительной скорости.

Представим себе плоскую электромагнитную волну, изучаемую одновременно двумя наблюдателями O_0 и O_1, относительная скорость которых $v = \beta V$ предполагается нормальной к плоскости волны. Пусть эта скорость имеет такое направление, что O_0 видит O_1 движущимся в направлении, противоположном распространению

волны, как бы бегущим навстречу волне; с другой стороны, O_1 видит O_0 движущимся с одной и той же скоростью v в направлении распространения, бегущим впереди волны, которая, впрочем, его настигает, поскольку v предполагается всегда ниже, чем V, и β — всегда меньше единицы.

В силу принципа относительности все результаты, которые мы получили, будут верными одновременно как для O_0, так и для O_1; в частности, для обоих наблюдателей волна распространяется с одной и той же скоростью V. Однако интенсивность этой волны для них будет разная; она будет более интенсивной и будет содержать бóльшие электрические и магнитные поля для O_1, чем для O_0, т. е. для того наблюдателя, который двигается навстречу волне, чем для того, кто убегает от нее.

Этот результат мы могли бы вывести и из группы преобразований Лорентца, которая дает соотношение между измерениями одной и той же величины, например электрического поля волны, сделанными одновременно двумя наблюдателями. Однако, если мы ограничимся только членами первого порядка, которых, впрочем, для нас вполне достаточно, это отношение можно будет найти и другим путем.

Согласно определению, электрическое поле волны измеряется для наблюдателя O_1 силой, которая действует в волне на единичный электрический заряд, т. е. единицу, *неподвижную по отношению к нему*.

Пусть h_1 будет этой силой. Для наблюдателя O_0 рассматриваемый электрический заряд движется в направлении, противоположном распространению и нормально к волне, со скоростью v. Следовательно, этот заряд, с его точки зрения, подвержен не только электрической силе, но также и электромагнитной силе Лорентца, обусловленной его движением при наличии магнитного поля волны. Поскольку это магнитное поле перпендикулярно к электрическому, применение закона, выраженного формулой (9), показывает, что электромагнитная сила имеет то же направление и тот же знак, как и электрическая. Если h_0 и H_0 являются двумя полями, су-

ществующими в волне для наблюдателя O_0, то сила, действующая на рассматриваемый нами единичный заряд, имеет значение

$$h_0 + \mu_0 H_0 v.$$

Однако, поскольку речь идет о плоской волне, между двумя полями существует отношение (7), откуда вытекает, учитывая (8), величина $h_0(1+\beta)$, измеренная наблюдателем O_0. Поскольку, кроме того, из принципа относительности следует, что измерения *одной и той же* силы, сделанные двумя наблюдателями, движущимися друг относительно друга, различаются только в членах второго порядка в функции их относительной скорости, то можно с той же степенью приближения написать:

$$h_1 = h_0(1+\beta). \tag{21}$$

И наоборот, для волны, распространяющейся в противоположном направлении по отношению к тем же наблюдателям, мы будем иметь

$$h_1 = h_0(1-\beta). \tag{22}$$

Таким образом, волна всегда остается менее интенсивной для того из двух наблюдателей, который, как представляется другому, убегает от этой волны.

Плотности энергии и количества движения в волне, даваемые соотношениями (11) и (12), одними и теми же по форме одновременно для обоих наблюдателей,не будут одинаковыми для них по величине и окажутся в отношении $(1+\beta)^2$ или $(1-\beta)^2$, в зависимости от направления, в котором будет распространяться волна.

16. Инертность излучения. Рассмотрим теперь сосуд чрезвычайно простой формы, образованный из двух параллельных плоских пластинок, идеально отражающих своими обращенными друг к другу сторонами и расположенных на расстоянии d одна от другой. Предположим, что между пластинками заключен источник электромагнитного излучения какого-то спектрального состава, распространяющегося плоскими волнами, параллельными этим

пластинкам. Эти волны будут отражаться поочередно от обеих пластинок и образуют излучение, заключенное внутри сосуда.

Пусть W_0 — электромагнитная энергия излучения на единицу поверхности пластинок с точки зрения наблюдателя O_0, неподвижного по отношению к сосуду. Каждое отражение от неподвижных пластинок изменяет только направление распространения волны, не меняя ее энергии; следовательно, в среднем для наблюдателя O_0 одна половина этой энергии существует в сосуде в форме волн, распространяющихся в одном направлении, а другая — в форме волн, распространяющихся в противоположном направлении.

В силу отношения (13), первая половина представляет количество движения, равное

$$G_0 = \frac{W_0}{2V}$$

в направлении распространения, и вторая половина — такое же количество движения, но обратного направления. Для наблюдателя O_0 излучение представляет, следовательно, в среднем нулевое количество движения.

Отражение от пластинок сопровождается, кроме того, давлением излучения, возникающего в результате изменения направления количества электромагнитного движения волн в момент, когда они отражаются. Это давление равно в среднем плотности энергии излучения $\frac{W_0}{d}$. Следовательно, для того чтобы поддержать пластинки в равновесии, необходимо воздействовать на них снаружи давлением равной величины, которое уравняло бы давление, производимое излучением изнутри. Это внешнее давление, необходимое для равновесия, представляет на единицу поверхности пластинок потенциальную энергию, равную pd, т. е. W_0. Таким образом, общая энергия E_0, которой располагает система в состоянии покоя, выражается величиной $2W_0$. В частности, именно эта энергия излучения выходила бы из сосуда, если бы пластинки, будучи несколько прозрачными, пропускали медленно наружу заключенное между ними излучение и если бы постоянное внешнее давление, действующее на них,

приближало бы их друг к другу, по мере того как исчезало бы излучение.

Легко заметить, что в этих условиях работа pd, производимая внешним давлением, превращается в энергию излучения (во время отражений, происходящих от слегка придвигающихся пластинок) и что в момент, когда пластинки соединятся, энергия, излученная наружу, будет равняться $2W_0$, т. е. двойному количеству первоначальной электромагнитной энергии.

Внешнее давление играет здесь роль, аналогичную давлению Пуанкаре в случае электрона; оно должно войти тем же способом и в расчет полной энергии, которой располагает система, находящаяся, по предположению, под постоянным внешним давлением.

Однако так дело обстоит *только в том случае, если это условие постоянного внешнего давления выполняется в течение всего времени приведения системы в движение* так, что данную систему можно было бы рассматривать остающейся *одной и той же* как в движении, так и в покое и считать, что система сохранила *один и тот же* вид для наблюдателей, с нею связанных и движущихся одновременно с самой системой [1].

Как мы сейчас увидим, наблюдатель O_1, который видит данный сосуд проходящим мимо него со скоростью v, припишет ему определенное количество движения электромагнитного происхождения, локализованное в излучении, заключенном между пластинками. Действительно, поскольку волны для этого наблюдателя распространяются в направлении движения сосуда по отношению к наблюдателю, то, с его точки зрения, они обладают количеством движения (в этом же направлении) бо́льшим, чем G_0 в отношении $(1+\beta^2)$:

$$G_1 = G_0 (1 + \beta)^2,$$

а волнам, распространяющимся в обратном направлении, будет соответствовать

$$G_1' = G_0 (1 - \beta)^2,$$

[1] Это вытекает из того факта, что давление является инвариантом преобразования Лорентца.

откуда в итоге для излучения количество движения, *направленное параллельно движению сосуда*, равно

$$G = G_1 - G_1' = 4G_0\beta = \frac{2W_0}{V^2} v = \frac{E_0}{V^2} v.$$

Наличие излучения с энергией E_0 соответствует, следовательно, емкости количеста движения или электромагнитной массе, опять-таки равной частному $\frac{E}{V^2}$.

17. Изменение массы в результате поглощения или испускания излучения. Изучим теперь последний случай — случай, когда тело испускает во внешнее пространство излучение, представляющее собой уменьшение ΔE_0 внутренней энергии тела и измеряемое наблюдателями, которые с ним связаны; мы увидим, что из указанного уменьшения энергии вытекает уменьшение первичной массы m_0, равное $\frac{\Delta E_0}{V^2}$. И наоборот, увеличение внутренней энергии вследствие поглощения излучения сопровождается аналогичным увеличением первичной массы.

Рассмотрим источник в виде плоской пластинки, излучающей своими лицевыми сторонами плоские волны, распространяющиеся в противоположные стороны нормально к поверхностям, и предположим, что это излучение симметрично для наблюдателя O_9, связанного с источником. Рассматриваемый источник посылает в противоположные стороны равные и противоположные количества электромагнитного движения; в силу закона сохранения количества движения источник остается неподвижным для O_0 в течение всего времени лучеиспускания, например одной секунды. Если ΔE_0 представляет собой всю энергию, излученную единицей поверхности источника в течение этого времени, то каждый поток волн, распространяющихся направо и налево, представляет для наблюдателя O_0 энергию $\frac{\Delta E_0}{2}$.

Какой аспект примет это явление для наблюдателя O_1? Наблюдатель O_1 видит источник движущимся, например, вправо со скоростью v. Волны, испущенные в правую сторону и имеющие для O_0

плотность энергии $\frac{\Delta E_0}{2V}$ (потому что занимают для него длину V), для O_1 будут иметь плотность $\frac{\Delta E_0}{2V}(1+\beta)^2$; кроме того, они займут для него лишь длину $V - v$, так как головная волна, испущенная в правую сторону в начале единицы времени, по истечении последнего будет находиться от своего отправного пункта на расстоянии, равном скорости V распространения, а хвостовая волна находится на пластинке, которая в этом же направлении пробежала расстояние v.

Следовательно, поток волн, излучаемый правой стороной источника, представит для O_1 энергию

$$\frac{\Delta E_0}{2V}(1+\beta)^2 \cdot (V - v) = \frac{\Delta E_0}{2}(1+\beta),$$

пренебрегая членами, содержащими β^2.

Этот поток, следовательно, представляет для O_1 количество движения, испущенное источником в правую сторону:

$$\Delta G_1 = \frac{\Delta E_0}{2V}(1+\beta).$$

Таким же образом поток волн, излучаемый левой стороной источника, равный $V + v$ для наблюдателя O_1, представляет для него количество движения, испущенное источником в левую сторону:

$$\Delta G_1' = \frac{\Delta E_0}{2V}(1-\beta).$$

В итоге для наблюдателя O_1 источник испускает некоторое количество движения в правую сторону, т. е. в сторону его собственного движения:

$$\Delta G = \Delta G_1 - \Delta G_1' = \frac{\Delta E_0}{V}\beta = \frac{\Delta E_0}{V^2}v.$$

В силу принципа сохранения источник должен был бы потерять это же самое количество движения; однако его скорость по отношению к O_1 не изменилась, потому что источник остался неподвиж-

ным по отношению к O_0. Следовательно, уменьшилась его масса, т. е. частное от деления количества движения на его скорость:

$$\Delta m_0 = \frac{\Delta G}{v} = \frac{\Delta E_0}{V^2}. \tag{23}$$

Мы приходим, таким образом, к следующему результату, имеющему капитальное значение:

Всякое изменение внутренней энергии материальной системы, обусловленное испусканием или поглощением излучения, сопровождается пропорциональным изменением ее инерции.

18. Изменение массы в зависимости от температуры. Исследуем, прежде всего, некоторые следствия последнего положения, некоторые обстоятельства, при которых изменение состояния материальной изолированной системы сопровождается изменением во внутренней энергии, наступающим в результате испускания или поглощения излучения.

Одна и та же часть материи может перейти от одной температуры к другой именно вследствие испускания или поглощения лучистой теплоты. Из этого вытекает изменение массы, которое можно оценить, разделив на V^2 количество теплоты, обмененной с внешним пространством. Возьмем в качестве примера воду, обладающую чрезвычайно большой теплоемкостью; мы увидим, что масса воды, имеющая при 0° инерцию, равную 1 *г*, при 100° будет иметь бóльшую инерцию, и разница получится путем деления поглощенной теплоты — 100 *г/кал*, эквивалентных $4{,}18 \cdot 10^9$ *эрг*,— на V^2 или на $9 \cdot 10^{20}$, что даст приблизительно $5 \cdot 10^{-12}$, т. е. изменение почти нечувствительное.

Этот пример хорошо показывает, несмотря на незначительность подсчитанного результата, каким образом понятие массы перестает, с теоретической точки зрения, смешиваться с понятием количества материи. Две равные массы воды с равной инерцией, взятые одна при 100° и другая при 0°, содержат не одно и то же количество материи потому, что они перестают быть равными, когда их доводят до одинаковой температуры. Две массы воды, содержащие одинаковое количество молекул, имеют одну и ту же инерцию только в том

случае, если они взяты при одинаковой температуре, т. е. если их внутренние энергии равны.

Рассмотрим теперь более глубокие изменения состояния, соответствующие более существенным изменениям внутренней энергии и, следовательно, инерции.

19. Случай химических реакций. Предположим, что химическая реакция производится внутри закрытого сосуда, например запаянной стеклянной трубки. Теплота, выделяемая при реакции, рассеется путем излучения через оболочку, и из этого, согласно изложенному выше, должно следовать уменьшение инерции, которое легко рассчитать по формуле (23), пропорциональное излучаемой энергии. Порядок величин теплоты реакции таков, что изменения в массе, которые надо предвидеть на основании указанных соображений, чрезвычайно малы и не доступны для измерения.

Возьмем, например, одну из наиболее экзотермических реакций на единицу реагирующей массы — реакцию образования жидкой воды из ее элементов, взятых в газообразном состоянии. Образование 18 *г* воды высвобождает 69 тыс. *г/кал*, эквивалентных примерно $3 \cdot 10^{12}$ *эрг*. Поскольку V^2 в той же системе единиц равняется $9 \cdot 10^{20}$, то теория предусматривает изменение массы, равное $\frac{1}{3} \cdot 10^{-8}$ *г*, т. е. относительную разницу в одну пятимиллиардную часть между массой гремучего газа и массой воды, которую он может образовать, взятыми при одной и той же температуре. Однако опять-таки мы не можем надеяться обнаружить изменение инерции такого порядка.

20. Случай радиоактивных изменений. Радиоактивные тела являются ареной самопроизвольных процессов, при которых выделяются огромные количества энергии по сравнению с теми, которые высвобождают обычные химические реакции. Так, например, известно, что один грамм металлического радия высвобождает в час 130 калорий, одновременно переходя сам в радий D через последовательные формы эманации и радия A, B и C, и что он испускает гелий в форме α-частиц.

Количество радия, распадающееся в течение часа в одном грамме этого металла, впрочем, чрезвычайно мало, поскольку самопроизвольный распад радия совершается очень медленно. Средний срок жизни одного атома радия, как известно, равняется примерно 2600 годам. Таким образом, в течение часа в одном грамме радия разлагается масса, равная

$$\frac{1}{2600 \cdot 365 \cdot 24};$$

полное превращение одного грамма радия в гелий и радий D дало бы в эргах энергию: $130 \cdot 2600 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 4{,}18 \cdot 10^7 = 1{,}1 \cdot 10^{17}$.

И это представляет собой только один этап преобразований, начинающихся от урана и заканчивающихся свинцом. Мы должны, следовательно, заключить, что окончательные продукты эволюции данного количества урана (гелий и свинец) имеют общую инерцию, меньшую максимум на одну десятитысячную по сравнению с первоначальным ураном, потому что только для одного этапа перехода от первоначального радия в радий D мы имеем уменьшение массы, равное на один грамм:

$$\Delta m_0 = \frac{1{,}1 \cdot 10^{17}}{9 \cdot 10^{20}} = 1{,}2 \cdot 10^{-4}.$$

Каким образом обнаружить такое изменение инерции? Допустим, что потеря энергии через излучение (откуда и следует изменение массы) не сопровождается никаким изменением веса и что внутренняя энергия, которая, как мы знаем, приводит к увеличению инерции,не имеет никакого отношения к весу. Из этого следовало бы, что определенное количество урана и конечных продуктов его распада, гелия и свинца, имели бы равные веса, но разные инерции: например, они не получали бы одинакового ускорения под действием силы тяжести. В одном и том же месте для различных веществ — урана, гелия, свинца и т. д. — должны были бы существовать различия в величинах ускорения силы тяжести g, по меньшей мере равные десятитысячной доле, т. е. разности, вполне доступные для измерений.

Однако опыт показывает, что подобные разности не существуют, что закон постоянства g для всех тел в одном и том же месте подтверждается чрезвычайно точно: в каждом данном месте существует точная пропорциональность веса и инерции.

Наилучшим подтверждением этого закона является опыт, произведенный Этвешем при помощи крутильных весов. Его метод в конечом счете устанавливает, что направление вертикали в точности одно и то же для всех тел. Это направление представляет собой направление равнодействующей реального веса и центробежной силы вращения Земли; поскольку последняя (сила вращения) пропорциональна инерции, то равнодействующая, т. е. наблюденная вертикаль, не могла бы иметь одно и то же направление для всех тел, если бы для них не имелось постоянного отношения между весом и инерцией. Этвеш утверждает, что это постоянство подтвердилось с точностью, по меньшей мере, до одной двадцатимиллионной; следовательно, мы очень далеки от отклонений, превышающих десятитысячные доли.

Из этого необходимо заключить, что если энергия инертна, она в то же время и весома в соответствующей пропорции; что изменение внутренней энергии сопровождается в то же время изменением массы и изменением веса [6]; что одно и то же тело, например, в теплом состоянии легче, чем в холодном; что вода легче, чем гремучий газ, из которого она образуется; что уран значительно тяжелее, чем продукты его самопроизвольного распада.

Эта весомость внутренней энергии, мешающая нам в обнаружении изменения инерции через посредство изменений g, может, с другой стороны, сделать более легкой экспериментальную проверку следствий теории; она позволяет заменить наблюдение изменения инерции значительно более легким наблюдением изменения веса, связанного со всяким изменением внутренней энергии ΔE_0 и измеряемого в граммах, так же как и изменение массы $\frac{\Delta E_0}{V^2}$.

Это находится в полном согласии с отрицательными результатами опытов, поставленных Ландольтом и другими для того, чтобы

выяснить, сопровождается ли изменением веса химическая реакция, происходящая в закрытом сосуде. Такое изменение мы, действительно, предусматриваем, но оно значительно меньше того, что могли бы обнаружить наши самые чувствительные весы, потому что это изменение для наиболее энергичных реакций было бы меньше одной десятимиллиардной части первоначального веса.

Нам остается рассмотреть радиоактивные превращения. Мы, конечно, могли бы заключить в запаянную трубку радий или уран и дожидаться — для установления изменения веса,— чтобы самопроизвольное превращение было, если не законченным, то по крайней мере значительно продвинувшимся вперед. Однако на это потребовались бы сотни лет для радия и миллионы веков для урана. К счастью, столь длительное ожидание совершенно не нужно. Чтобы проверить правильность наших предвидений, достаточно измерить атомные веса с точностью, превышающей одну десятитысячную, что, во всяком случае, возможно.

Действительно, если бы масса и, следовательно, вес одной и той же части материи в точности сохранялись в продолжение всего периода радиоактивных изменений, которые в ней (в массе) могут происходить, то из этого следовали бы простые отношения между атомными весами элементов, последовательно образованных один из другого. Для превращения, сопровождаемого исключительно эмиссией β- и γ-лучей, атомный вес не должен был бы меняться, так как новый атом, чтобы сделаться электрически нейтральным, должен был бы восстановить отрицательный электрон или электроны всегда одной и той же массы, которые были потеряны измененным атомом. В случае испускания α-частиц или атомов гелия атомный вес уменьшился бы в точности на атомный вес гелия. Разности между атомными весами урана или радия и атомным весом свинца, являющимся результатом их превращения, должны были бы быть в точности целыми кратными атомного веса гелия. Если, напротив, наши заключения правильны, эти разности должны быть несколько бóльшими — на количества, пропорциональные энергиям, потерянным в процессе промежуточных преобразований.

Учитывая порядок величин этих атомных весов, превышающих 200, и количество тепла, освобождаемого при радиоактивных превращениях, эти отклонения касались бы второго десятичного знака. Отсюда понятна та большая теоретическая важность, которую имели бы измерения, сделанные с этой степенью точности.

21. Закон Праута. Но разве необходимо ожидать, пока будет достигнута указанная нами точность, чтобы сделать заключение? Мне кажется, что *экспериментальным подтверждением инерции и весомости внутренней энергии является то, что в настоящее время уже вполне доказано, именно — отклонения от закона Праута*, т. е. тот факт, что атомные веса, хотя, очевидно, и являются целыми кратными одного и того же количества, тем не менее показывают небольшие отклонения от этой кратности. Совершенно замечательно, что атомные веса большинства элементов (принимая вес атома водорода за единицу) группируются вокруг целых чисел, не совпадая тем не менее с ними:

$$\begin{array}{llll} C = 11{,}91 & N = 13{,}90 & O = 15{,}87 & F = 18{,}90 \\ He = 4 & Li = 6{,}94 & Be = 9 & B = 10{,}90 \\ Na = 22{,}80 & Mg = 24{,}12 & Al = 26{,}90 & Si = 28{,}10 \text{ и т. д.} \end{array}$$

Этот факт, безусловно, не может быть отнесен к области случайного, и он ставит существенный вопрос философии природы — вопрос о единстве материи, ответ на который мы можем дать уже теперь.

До тех пор, пока принцип сохранения материальной массы не вызывал сомнений, казалось невозможным примирить существование очевидных отклонений от закона Праута с привлекательной гипотезой о том, что различные атомы построены, исходя из одного или нескольких первоначальных элементов. Открытие радиоактивных превращений принесло решающий аргумент в пользу этой гипотезы, но отклонения продолжают существовать, и нам необходимо понять их причину.

Объяснение, которое я предлагаю, вытекает непосредственно из всего, что было изложено выше: *отклонения могли бы произойти*

вследствие того, что образование атомов из первоначальных элементов (путем распада, как мы это видим в радиоактивности, или при помощи обратного процесса, еще не наблюденного до сих пор, который мог бы произвести тяжелые атомы) *сопровождалось бы изменениями внутренней энергии путем испускания или поглощения излучения*. Сумма весов образовавшихся атомов отличалась бы от суммы весов атомов превращенных на количество, равное частному от деления изменения энергии на квадрат скорости света. И отклонения таковы, что энергии, участвующие в этих процессах, были бы совершенно того же порядка, как и те, которые нами действительно наблюдаются в процессе радиоактивных превращений [7].

Если, например, атом кислорода происходил бы от конденсации 16 атомов водорода или 4 атомов гелия, то для того, чтобы объяснить атомный вес 15,87, *меньший* 16, было бы достаточно допустить, что эта конденсация сопровождалась *потерей* энергии, только в пять раз большей, чем та энергия, которая выделяется во время превращения одного атома первоначального радия в радий D.

Не составляя особой загадки, эти отклонения, в которых мы увидели бы экспериментальное доказательство инерции и весомости энергии, принесли бы нам, напротив, важные знания о возможном родстве элементов и о величине энергий, участвующих в процессе их трансформации.

22. Материя — резервуар энергии. Мы видели, что всякое изменение внутренней энергии тела путем излучения сопровождается пропорциональным изменением его массы и его веса и что, с другой стороны, наличие аккумулированной энергии в форме излучения в закрытом пространстве, либо в электростатической форме, соответствует наличию массы и, следовательно, веса, всегда связанных одним и тем же способом с присутствующей энергией.

Можно ли считать, что вся инертность материи имеет лишь указанное происхождение? Принцип относительности приводит нас к мысли, что изменение массы со скоростью $m' = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, установ-

ленное прежде всего для электромагнитной инерции, обладает общей значимостью. Очевидно, что так же дело обстоит и с отношением $m_0 = \frac{E_0}{V^2}$. В таком случае каждой инерции соответствовало бы присутствие в системе, обладающей этой инерцией, количества энергии, равного произведению массы на квадрат скорости света, энергии, высвобождение которой должно бы соответствовать полному разрушению материальной структуры.

Не предрешая заранее, сумеем ли мы когда-нибудь достигнуть этой разрушительной силы и истощить резервы энергии, находящиеся в материи, мы уже сейчас можем на основе высказанной выше гипотезы оценить важность и громадную величину этих резервов. Каждый грамм материи, какова бы ни была ее природа, соответствует наличию внутренней энергии, равной $9 \cdot 10^{20}$ *эрг*, т. е. эквивалентен теплоте, которую дало бы сжигание $3 \cdot 10^9$ *г*, или 3 000 000 *кг* каменного угля.

То обстоятельство, что материя является инертной и весомой пропорционально содержащейся в ней энергии, приводит нас к убеждению, что принцип сохранения массы сливается с принципом сохранения энергии. В замкнутой системе, которая не обменивается энергией с внешним миром, общая масса сохраняется, но индивидуальные массы различных частей этой системы изменяются и притом в такой мере, в какой происходит между ними обмен энергиями.

Новая динамика должна основываться на двух фундаментальных законах — сохранения энергии и сохранения импульса или количества движения. Однако оба эти закона не являются независимыми: с точки зрения принципа относительности они представляют собой два различных аспекта одного закона — закона сохранения импульса вселенной.

Индивидуальность каждой части материи не может быть охарактеризована, как это было раньше, лишь ее массой; теперь ее необходимо искать в количестве и структуре элементов, атомов или молекул, из которых она образована. Превращения, которые мы наблю-

даем у радиоактивных тел, позволят, быть может, отодвинуть эту структуру за структуру изменяющихся атомов, т. е. за пределы химии, и находить индивидуальность каждой части материи в числе и природе первоначальных элементов, из которых построены атомы, катодные корпускулы и, возможно, положительные ядра атомов гелия и водорода. Тогда во всех изменениях, которым подвергается материя, неизменяемыми остались бы только количество и природа этих элементов, и при их посредстве можно было бы определять существенную природу материи.

23. Случай свободного излучения. Мы пришли к тому, чтобы излучению, свободно распространяющемуся со скоростью света V, приписать не только энергию E_0, распределенную с плотностью, данной формулой (12), но также и количество движения, имеющее, согласно формуле (13), плотность

$$G = \frac{E_0}{V}$$

в направлении распространения. Излучению мы можем приписать также и массу, определяемую всегда частным от деления количества движения на скорость, равную в данном случае V. Эта масса будет равна $\frac{E_0}{V^2}$ и всегда связана с энергией тем же отношением, что и в случае материи. Однако в то время как материя — безразлично, содержащая или не содержащая скрытое излучение,— может принимать скорость, изменяемую по абсолютному значению в пределах от 0 до V, энергия свободного излучения может перемещаться лишь со скоростью V.

24. Весомость света. Энергия, заключенная в материи, весома и в то же время инертна. Следует ли, исходя из этого, считать, что так же обстоит дело и для лучистой энергии, распространяющейся свободно? Следует ли считать, что световые или электромагнитные волны чувствительны к действию поля тяжести, как это имеет место в случае эквивалентной массы обычной материи? Весьма вероятно, что на эти вопросы следует ответить утвердительно: световые лучи отклоняются вблизи материи вследствие действия притяжения, и

ньютоновский закон всемирного тяготения в конечном счете утверждает притяжение энергии энергией [8]. К такому заключению пришел Эйнштейн. Ему удалось вычислить преломление, которое должно было бы произойти для света звезды (видимой в направлении около Солнца) вследствие прохождения через поле тяготения Солнца. Возможно, что это предположение будет подтверждено экспериментально.

Это все проблемы, разрешение которых принадлежит ближайшему будущему. Можно только восхищаться необыкновенным оборотом дела, благодаря которому теория световых волн, в свое время являвшаяся столь противоположной ньютоновской корпускулярной теории, после ее соединения с электромагнетизмом приходит к заключению, что излучение инертно и весомо и обладает всеми атрибутами, которыми когда-то наделяли материю.

И тем не менее мы уже далеко ушли от исходной точки, потому что теперь мы имеем дело лишь со следствиями свойств той самой среды, которая передает волны, свойств, которые нам открыли работы Максвелла и Герца.

Разница между материей и излучением остается фундаментальной; ее следует искать в понятии структуры, в присутствии в материи наэлектризованных или не наэлектризованных центров, могущих двигаться с изменяемой скоростью по отношению к среде, в то время как излучение распространяется в этой среде с вполне определенной скоростью.

25. Общие выводы. В заключение можно обобщить отношение, установленное между начальной массой m_0 тела и его внутренней энергией в состоянии покоя E_0, определенной наблюдателями O_0, неподвижными по отношению к телу; такое же отношение пропорциональности существует между массой m тела и его общей энергией E, измеренными наблюдателями O_1, по отношению к которым тело находится в движении. Мы всегда имеем

$$m = \frac{E}{V^2}.$$

Действительно, мы видели, что между массой тела, находящегося в движении, и его начальной массой, между массами одного и того же тела, измеренными одновременно наблюдателями O_0 и O_1, имеет место соотношение (17)

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

С другой стороны, из принципа относительности вытекает, что то же соотношение имеет место и между энергиями E_0 и E, измеренными наблюдателями O_0 и O_1:

$$E = \frac{E_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{24}$$

Отношение (24) и приводит к указанному обобщению в силу формул (17) и (20). Следовательно, можно сказать, что общая энергия тела, находящегося как в движении, так и в состоянии покоя, равна произведению его массы на квадрат скорости света V^2. Если, как это многократно предлагалось с серьезными основаниями, скорость света в пустоте принять за основную единицу, то можно было бы сказать: *масса тела равна его полной энергии*; таким образом, посредством числового равенства мы передали бы тождественность природы, которая обнаружена нами между массой и энергией [9]: *масса тела измеряет его внутреннюю энергию.*

Так как $\sqrt{1-\beta^2}$ всегда меньше единицы, то из формулы (24) вытекает, что энергия *одного и того же тела* (приведенного в движение без изменения его формы для наблюдателей, которые с ним связаны) в движении значительно больше, чем в состоянии покоя. Согласно нашему определению, эта разность представляет собой кинетическую энергию, и полученный результат объясняет нам формулу (17′), внешне несколько сложную, которую мы вывели для кинетической энергии w. Два выражения $\frac{m_0V^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ и m_0V^2, разностью которых w является, представляют собой не что иное, как два измерения полной энергии одного и того же тела, сделанные последовательно в состоянии его движения и в состоянии покоя.



СПОСОБЫ И ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЕМА УПРУГИХ ПОДВОДНЫХ ВОЛН ПРИ ПОМОЩИ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КВАРЦА [1]

В предыдущем патенте на имя Шиловского и заявителя № 83811 от 29 мая 1916 г. [2] были описаны приборы, делающие возможными направленные излучение и прием упругих волн высокой частоты в воде при посредстве электрических колебаний, а также возможные применения этих приборов для подводной сигнализации (секретной и ориентированной) для поисков подводных лодок и подводных мин и для защиты кораблей от рифов, песчаных мелей, айсбергов и всякого рода препятствий путем использования эхо, которое производит, или тени, которую отбрасывает отыскиваемое препятствие.

В описанных приборах используются электростатические или магнитные притяжения для возбуждения синхронной вибрации поверхности, размеры которой должны быть тем больше по отношению к длине упругих волн, чем меньше должно быть отверстие для прохождения посылаемого пучка.

Настоящее изобретение обладает средствами, позволяющими достигнуть той же цели при помощи использования пьезоэлектрических свойств кварца для превращения электрических колебаний заданной частоты в упругие волны той же частоты и обратно.

Работы П. и Ж. Кюри показали [3], что сжатие кристаллов кварца в направлении бинарной оси вызывает электрическую поляризацию в том же самом направлении, и, наоборот, наложение электричес-

кого поля в этом направлении сопровождается сжатием или расширением, идущим параллельно направлению поля.

Последующее описание, в сочетании с прилагаемым в качестве примера рисунком, показывает способы практического применения, позволяющие использовать это свойство.

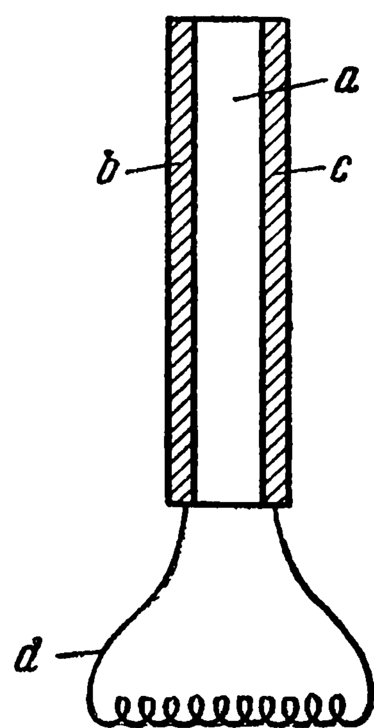


Рис. 64

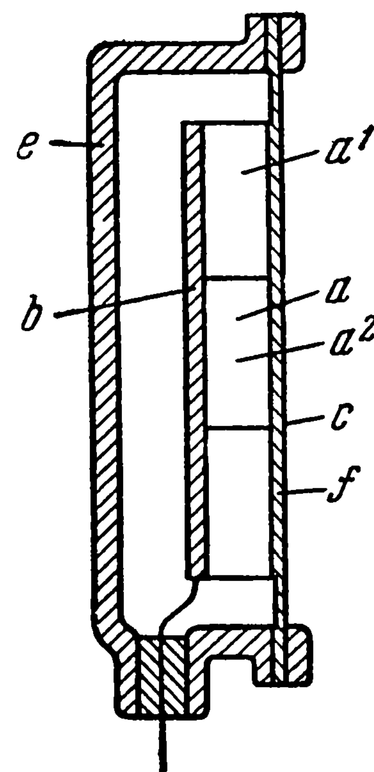


Рис. 65

Рис. 64, 65 и 66 — три образца пункта или части пункта посылки или приема, рассматриваемые в поперечном разрезе.

Если поместить кварцевую пластинку *a*, грани которой перпендикулярны к бинарной оси кристалла, между проводящими прокладками *b* и *c*, так, чтобы создать конденсатор, составляющий часть электрического колебательного контура *d* (рис. 64), возникновение электрических колебаний в этом контуре будет сопровождаться синхронными сжатиями и расширениями кварцевой пластинки, способными посылать в воду упругие волны той же частоты. И обратно, возникшие извне упругие волны заставят вибрировать кварцевую пластинку, попадая на нее. Переменная электрическая поляризация, которая появится в ней вследствие этого, будет действовать в конденсаторе как электродвижущая сила, вызывающая в колебательном контуре

электрические колебания. Их легко обнаружить известными способами беспроволочной телеграфии.

Тот же прибор может, таким образом, служить безразлично излучателем или приемником упругих волн высокой частоты в воде. Малая величина амплитуд, соответствующая распространению в воде значительных мощностей в виде упругих волн высокой частоты, особенно хорошо приспосабливается к порядку величины пьезоэлектрических деформаций кварца. Заявитель добился этим способом излучения в воду упругой энергии, достигающей 10 *вт* на квадратный сантиметр.

Можно обойтись без прокладки между конденсатором и кварцевой пластинкой, при помощи которой посылаются волны в воду, если дело касается подводного излучения или приема в соленой воде, являющейся проводником. Последняя играет роль внешней обкладки конденсатора. Трансформирующий прибор будет выглядеть так, как показано на рис. 65, где *a* — кварцевая пластинка, границы которой перпендикулярны к бинарной оси, *b* — изолированная металлическая пластинка, которая играет роль внутренней обкладки, и *f* — тонкая пластинка из слюды или любого другого изолирующего вещества, которая приклеивается к ее краям, чтобы обеспечить водонепроницаемость. Она прилегает к кварцевой пластинке через очень тонкий слой резины, вазелина, керосина и т. п.

Внутренняя сторона обкладки *b* соприкасается либо с изолирующей жидкостью, либо с воздухом, находящимся внутри коробки *e*, заключающей конденсатор. В этом случае посылка упругих волн происходит только со стороны, соприкасающейся с водой, через изолирующую пластинку *f*.

Самые лучшие условия для преобразования электрических волн в упругие волны и обратно создаются тогда, когда кварцевая пластинка вместе с обкладками обладает в направлении своей толщины собственным периодом упругого колебания, равным периоду электрических колебаний-возбудителей — для посылки или периоду падающих возникших извне упругих волн—для приема. Это условие осуществляется, когда ансамбль конденсатора представляет собой

волну, равную по длине полуволне нужной частоты. Для данной амплитуды разности переменного потенциала между двумя обкладками конденсатора амплитуда излученных упругих волн является максимальной при соблюдении условия упругого резонанса. Это условие позволяет при приеме, если приходящие, возникшие извне волны параллельны поверхности конденсатора, осуществить полное поглощение возникшей упругой энергии без отражения или передачи волн, а также позволяет превратить эту упругую энергию в свободную электрическую энергию в контуре-приемнике.

Встречающиеся в большом количестве кристаллы кварца дают возможность получить из однородного кристалла лишь пластинки ограниченных размеров. Поэтому для того, чтобы сделать пластинку a конденсатора, необходимо наслоить множество пластинок, имеющих параллельные бинарные оси, расположенные в одном направлении, создавая таким образом мозаику, элементы которой a^1, a^2 и т. д. соединяются при помощи изолирующего вещества (вазелин, резина и т. д.) во избежание возникновения тлеющего разряда электричества вдоль прилегающих друг к другу поверхностей.

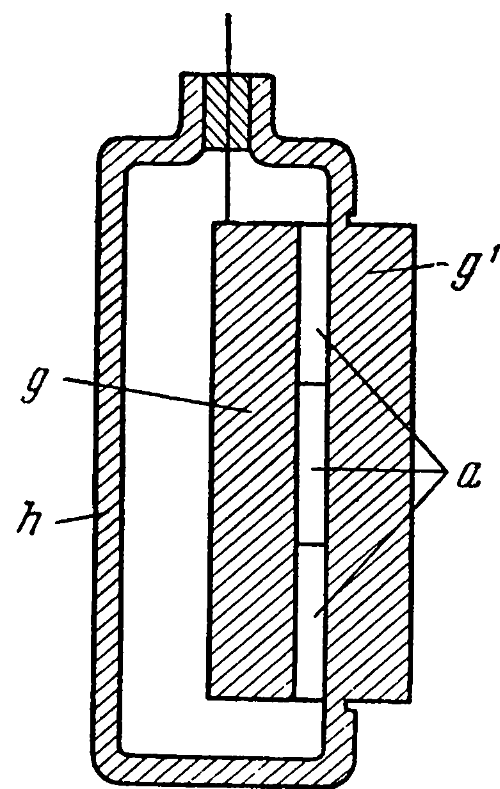


Рис. 66

Чтобы уменьшить требуемое количество кварца и в то же время снизить разность потенциалов, необходимую для посылки заданной мощности в форме упругих волн, лучше всего придать кварцу форму тонкой пластинки (однородной или мозаичной), а остальную часть полуволновой пластинки сделать из металла (бронзы, стали или алюминия). Такая конструкция изображена на рис. 66.

Эффективность кварца с точки зрения пьезоэлектрической бывает наибольшей в узловом (центральном) участке полуволновой пластинки. Лучше всего поместить кварцевую пластинку между двумя металлическими пластинками равной толщины g и g', плотно

скрепленными с кварцем каким-либо связующим веществом и такими, чтобы собственная вибрация всей системы в целом в направлении ее толщины находилась в резонансе с электрическими колебаниями-возбудителями — для посылки или с приходящими извне ультразвуковыми волнами — для приема. Одна из двух металлических пластинок g' может служить внешней обкладкой конденсатора и соприкасаться с водой той поверхностью, которая испускает или принимает упругие волны. Другая пластинка g является изолированной и образует внутреннюю обкладку конденсатора.

Положение, которое достигается таким образом, изображено на рис. 66. При реализации прибора в такой форме лицевая сторона внутренней изолированной прокладки g будет противоположна кварцу и должна соприкасаться с воздухом, при желании, чтобы упругое излучение посылалось лишь в одном направлении; она должна соприкасаться с изолирующей жидкостью, маслом или керосином, если излучение должно происходить по обе стороны конденсатора. Металлическая пластина g', являющаяся внешней прокладкой, соприкасающейся с водой, образует одну из сторон коробки h, заключающей конденсатор.

В систему приборов, необходимых для посылки и приема ультразвуковых волн посредством кварцевого конденсатора, входят:

а) пункт производства электрических колебаний высокой частоты с постоянной амплитудой или амплитудой, периодически изменяемой при помощи альтернаторов, дуг или гетеродиновых ламп;

б) колебательный контур посылки, включающий кварцевый конденсатор, с приспособлениями, необходимыми для поддержания и перемены его ориентировки в горизонтальном или вертикальном направлении;

в) кварцевый конденсатор для приема, который может служить одновременно конденсатором для излучения, подобно тому, как одна и та же антенна в беспроволочной телеграфии используется для достижения двух целей;

г) контуры приема, которые также могут, по крайней мере частично, служить для посылки;

д) ламповый усилитель, подобный тем, которые применяются в беспроволочной телеграфии, вплоть до телефонного приемника, и гетеродин посылки, необходимый для производства, наряду с колебаниями, подлежащими обнаружению, толчков слышимой частоты, воспринимаемых по телефону после усиления и приема.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предметом данного изобретения является:

1. Способ использования пьезоэлектрических свойств кварца в конденсаторе для преобразования электрических колебаний в упругие колебания той же частоты и обратно, дающий возможность направленных посылки и приема ультразвуковых волн в воде. Этот способ может применяться для поисков подводных лодок и подводных мин, для защиты кораблей в пути, а также в области медицины и всюду, где нужны упругие волны высокой частоты.

2. Форма осуществления способа, указанного в п. 1, при котором кварцевая пластинка или мозаика из пластинок, граненых так, что их стороны перпендикулярны бинарной оси кристалла, образует диэлектрик конденсатора, помещенный в электрический колебательный контур и испускающий упругие волны в воду, либо используя последнюю как внешнюю обкладку, либо через плотно прилегающую металлическую пластинку, закрепленную соответствующим способом. Эта система используется предпочтительно для увеличения посланной упругой силы, а также для резонанса между электрическими колебаниями, с одной стороны, и собственной вибрацией в направлении толщины системы, образуемой кварцем и металлической пластиной или металлическими пластинами, с которыми он скреплен, с другой стороны.

3. Устройство, в котором предлагается для увеличения эффективности данного количества кварца помещать последний в центре вибрирующей пластинки, состоящей из кварца и двух металлических пластинок равной толщины, плотно прилегающих к нему с двух сторон и образующих две обкладки кварцевого конденсатора, при-

чем одна из этих пластинок своей внешней стороной соприкасается с водой.

4. Создание системы приборов, образующей пункт излучения и приема ультразвуковых волн в воде посредством кварцевого конденсатора, и включающей: систему, производящую электрические колебания с постоянной амплитудой или амплитудой, периодически изменяемой при помощи альтернаторов, дуг или гетеродиновых ламп; колебательный контур, состоящий из катушки и кварцевого конденсатора со своим приспособлением для подвешивания и для ориентировки; контуры приема, усилитель и гетеродинный передатчик для производства биений.



УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ [1]

1. Исследования, которыми я занимаюсь свыше двенадцати лет, позволили мне достигнуть значительной амплитуды колебаний твердых тел с частотами, намного превышающими те, которые могут быть уловлены ухом, и достигающими в последних лабораторных опытах десяти миллионов периодов в секунду. Так же как колеблющийся камертон испускает в воздух звуковые волны, твердые вещества в состоянии ультразвукового колебания излучают в среде, с которой они соприкасаются, например в воздухе или воде, ультразвуковые волны с частотой, равной частоте колебаний твердых тел, которые, в частности в воде, могут представлять собой весьма мощное излучение порядка одного или даже нескольких киловатт.

Эти результаты могли быть получены путем использования явления пьезоэлектричества, открытого в 1880 г. П. и Ж. Кюри [2] и остававшегося с тех пор без применения. Я напомню особенности этого явления, представляющиеся наиболее важными с практической точки зрения, на частном примере кварца.

Кристалл кварца имеет тройную или оптическую ось и три двойные оси, перпендикулярные к оптической оси и ориентированные под углом 120° по отношению друг к другу. Если мы вырежем в кристалле пластинку с параллельными плоскостями, толщина которой шла бы в направлении одной из двойных осей, и заключим обе грани пластинки в металлическую оправу, то обнаружим, что сжатие пластинки по направлению ее толщины вызывает разность электрического потенциала между обеими оправами или, что то же

самое, сжатие кристалла в направлении одной из двойных осей вызывает в этом же направлении электрическую поляризацию кристалла; если сжатие заменить растяжением, то поляризация, которая точно пропорциональна сжатию, меняет знак и вследствие этого меняется знак разности потенциалов между оправами. Если соединить оправу каким-либо проводником, то каждое сжатие вызывает периодические колебания пластинки с известной частотой, причем по проводнику проходит переменный ток такой же частоты.

Интенсивность этого тока может стать особенно большой, если самоиндукция проводника и емкость конденсатора с кварцевой пластинкой, с которой он соединен, таковы, что частота колебаний образованной таким образом электрической цепи равна частоте периодического сжатия. Этим путем получают усиление благодаря резонансу, которым мы воспользуемся при приеме ультразвуковых сигналов.

Вскоре после открытия братьев Кюри французский физик Липман показал посредством термодинамического рассуждения, что должно существовать обратное явление электрической поляризации при сжатии, состоящее в следующем: разность потенциалов, установленная между двумя поверхностями кварцевой пластинки, должна вызывать в этом направлении расширение или сжатие последней по толщине, пропорциональное разности приложенного потенциала. Предсказанное таким образом действие было экспериментально подтверждено братьями Кюри.

Отсутствие до последнего времени практического применения явлений пьезоэлектричества было обусловлено тем, что они слишком слабо выражены. Например, изменение толщины a кварцевой пластинки под воздействием разности потенциалов U дается весьма простой формулой

$$a = \delta U,$$

где δ — константа, называемая пьезоэлектрическим модулем, величина которого, если a измеряется в сантиметрах, а U в вольтах,

будет порядка $2 \cdot 10^{-10}$; это значит, что разность потенциалов в сто тысяч вольт обусловит изменение толщины в две десятых микрона.

Я показал в 1917 г., что можно значительно увеличить эти изменения по толщине, используя явления упругого резонанса. Если разность потенциалов между оправами кварцевой пластинки переменна, что легко сделать, вызывая при помощи индукции или каким-либо другим способом электрические колебания в цепи, в которую входит кварцевый конденсатор, то изменения толщины пластинки происходят периодически с такой же частотой, как и электрические колебания. С другой стороны, кварцевая пластинка или конденсатор в целом, в случае, когда пластинка прилегает к обкладкам, имеет несколько видов собственных колебаний, в частности, основной вид колебания в направлении своей толщины, и если частота одного из этих видов колебаний оказывается близкой к частоте электрического тока генератора электрических импульсов, то вследствие упругого резонанса получается усиление возбужденного колебания, которое может оказаться весьма значительным.

Для уточнения дела я рассмотрю более подробно случай основного колебания пластинки в направлении ее толщины. Частота колебаний этого рода, свойственная пластинке, легко может быть выведена из ее толщины: последняя должна быть равна половине длины волны продольных колебаний в кварце, если пластинка может свободно колебаться обеими своими поверхностями и если металлические обкладки весьма тонки по отношению к пластинке. Это значит, что эта частота равна частному от деления скорости v распространения продольных волн в кварце (т. е. примерно 5000 *м/сек*) на удвоенную толщину пластинки. Например, пластинке толщиной 16 *мм* соответствует основная частота около 160 000 *пер/сек.*

Подобная пластинка, покрытая с двух сторон металлической оправой и возбуждаемая разностью переменного потенциала, имеющего частоту 160 000 *пер/сек*, может, вследствие резонанса, получить колебания значительной амплитуды по сравнению со статическим изменением толщины, которые будут соответствовать разности приложенного потенциала. Полученная таким образом при помощи резо-

нанса амплитуда будет ограничена главным образом тем, что колеблющаяся пластинка будет излучать волны в среду, с которой ее поверхности находятся в соприкосновении; это излучение упругих волн явится причиной рассеяния энергии, затухания колебаний пластинки, так же как излучаемые антенной волны Герца являются причиной затухания электрического тока в цепи, частью которой является антенна. Если кварцевый конденсатор своими двумя поверхностями находится в контакте с неограниченной массой воздуха или воды, в которой волны могут распространяться, то коэффициент усиления путем резонанса дается формулой

$$\frac{2}{\pi}\cdot\frac{cv}{c_0v_0},$$

где c — плотность кварца, равная приблизительно 2,5; v — скорость распространения продольных волн в кварце; c_0 — плотность окружающей среды и v_0 — скорость распространения волн, звуковых или ультразвуковых в этой среде; π — отношение окружности к диаметру.

Если окружающая среда — воздух, то коэффициент усиления весьма значителен и составляет около 20 000, вследствие чего разность потенциалов переменного тока, равная 5 *в* и имеющая частоту 160 000 *пер/сек*, достаточна, чтобы вызвать в нашей пластинке переменные колебания такой же величины амплитуды, какую статически могла бы вызвать только разность потенциалов в 100 000 *в*.

Это интенсивное колебание, вызванное действием переменного электрического поля в резонансе на кварцевую пластинку в воздухе, а тем более в пустоте, сопровождается значительным обратным воздействием кварца на электрическую цепь генератора. Этот результат, который был мной получен уже в 1917 г., был использован с тех пор Кэди [3] и другими для обеспечения стабилизации частоты колебания в схемах с триодными лампами. В настоящее время подобное применение этого свойства получает все большее и большее значение.

2. Если среда, с которой пластинка находится в соприкосновении, — вода ($c_0 = 1$, $v_0 = 1500$ *м/сек*), то усиление становится гораздо менее значительным и равно всего 5. Этот результат остается неизменным в отношении амплитуды, сообщенной воде, когда конденсатор соприкасается с водой лишь с одной стороны, а другая остается свободной в воздухе. Во время опыта, проведенного в Тулоне в 1917 г., амплитуда разности потенциалов составляла около 50 000 *в*, кварцевая пластинка толщиной 16 *мм*, приведенная посредством резонанса в состояние собственного колебания частотой 160 000 *пер/сек*, передавала воде, находящейся в контакте с одной из ее сторон, амплитуду, равную

$$2 \cdot 10^{-10} \cdot 5 \cdot 50\ 000 = 5 \cdot 10^{-5}.$$

Эта амплитуда в полмикрона, несмотря на свою малую величину, достаточна для передачи воде значительной энергии в форме ультразвуковых волн. Легко показать, что вблизи плоской поверхности, действующей на среду с амплитудой a, энергия, излучаемая единицей поверхности, дается формулой

$$P = {}^1/_2 c_0 v_0 \omega^2 a^2,$$

где ω — циклическая частота, равная $2\ \pi N$, соответствует излучаемой частоте N.

Для $c_0 = 1$, $v_0 = 1{,}5 \cdot 10^5$, $\omega = 2\ \pi \cdot 160\ 000$, $a = 5 \cdot 10^{-5}$ это дает на квадратный сантиметр около 20 *вт*, и так как размер использованной пластинки составлял около квадратного дециметра, то излучаемая энергия достигала 2 *квт*. Я имел возможность проверять интенсивность этого излучения, измеряя его давление, производимое в соответствии с тем же законом, что и в электромагнитном случае Максвелла — Лебедева [4], т. е. равно плотности энергии излучения перед препятствием.

Эти волны оказывают мощное физиологическое действие — они моментально убивают рыб, находящихся в воде вблизи от ультразвукового передатчика; это вполне понятно, если мы при помощи формулы

$$P = c_0 v_0 \omega a$$

рассчитаем амплитуду колебания периодического давления при прохождении этих волн вблизи от их источника. Это дает попеременно, то более 7 *атм* выше атмосферного давления, то на 7 *атм* ниже атмосферного давления, с частотой колебания 160 000 *пер/сек*. Вуд, присутствовавший при этих опытах в Тулоне, недавно повторил их с теми же результатами [5].

3. Еще более удивительный результат может быть получен, если кварцевая пластинка будет заключена в толстую по отношению к ней оправу. В этом случае коэффициент усиления, отношение амплитуды изменений толщины конденсатора в целом к статическому изменению толщины кварца под действием разности потенциалов возбудителя, дается, когда частота переменного тока равна основной частоте, свойственной трем пластинкам вместе, формулой

$$\frac{c_1 v_1}{c_0 v_0},$$

где c_1 и v_1 представляют собой плотность металла обкладки и скорость распространения в ней продольных волн.

Если это сталь и если она соприкасается с водой, то коэффициент усиления становится равным 25 вместо 5, как это имеет место в случае кварца без оправы ($c_1 = 8$, $v_1 = 500$ *м/сек*).

Если мы возьмем в качестве примера обычный тип ультразвукового прибора, состоящего из кварцевой пластинки толщиной 4 *мм*, прилегающей к двум стальным пластинкам, толщиной каждая 3 *см*, то собственная частота основного колебания составит около 40 000 *пер/сек*. Амплитуда потенциала в 10 000 *в* достаточна, чтобы вызвать амплитуду, равную

$$25 \cdot 10\,000 \cdot 2 \cdot 10^{-10} = 5 \cdot 10^{-5},$$

т. е. излучение, мощность которого на 1 *см*^{2} будет несколько превосходить 1 *вт*, когда прибор из трех пластинок будет в контакте с водой только одной из своих поверхностей; следовательно, мощность излучения будет составлять несколько сот ватт, когда (как в наших приборах) пластинки имеют форму квадрата или круга толщиной или диаметром в несколько дециметров.

4. Интерес, который представляют собой полученные таким путем ультразвуковые волны достаточной мощности независимо от их возможного физиологического применения, заключается в том, что они могут быть прекрасно использованы для направленной подводной сигнализации и для обнаружения подводных препятствий. Действительно, теория, вполне аналогичная теории дифракции в оптике, позволяет показать, что эти волны, благодаря своей длине в воде (3,75 *см* при 40 000 *пер/сек*; менее 1 *см* при 160 000 *пер/сек*; 0,125 *см* для волн в 1 200 000 периодов, которые мы получили, возбуждая пластинку толщиной 16 *мм* на ее седьмой гармонике, и 0,015 *см* для максимальной частоты в 10 000 000 *пер/сек*, полученной в моей лаборатории) излучают поверхностью размером порядка дециметра или нескольких дециметров в форме направленного пучка, аналогичного лучу прожектора.

Эта направленность излучения сопровождается направленностью приема. Кварцевый конденсатор, находящийся в соприкосновении с водой и принимающий волны, частота которых равна его собственной частоте, приводится в состояние упругого колебания и, вследствие непосредственного пьезоэлектрического эффекта, производит электрические колебания в цепи, часть которой он составляет. Амплитуда этих колебаний, и, следовательно, разность потенциалов у краев кварца, становится особенно значительной, когда электрическая цепь находится сама в состоянии резонанса; после этого можно усиливать и обнаруживать это изменение разности потенциалов. Легко понять, что если ориентация конденсатора такова, что ультразвуковые волны приходят параллельно его поверхности, и все точки ее возбуждаются синхронно, то прием окажется более интенсивным, чем в том случае, когда волны приходят под косым углом с переменной фазой от одной точки поверхности к другой.

Можно получить превосходный прием, когда амплитуда падения волн, предполагаемых параллельными поверхности приемника, не превышает 10^{-11} *см*, т. е. меньше размеров атома более чем в тысячу раз.

5. Практическое применение открытых явлений состояло до настоящего времени прежде всего в организации непрерывного зонди-

рования кораблем, находящимся в движении, путем использования эхо ультразвукового сигнала, отраженного морским дном, подаваемого периодически, например каждую секунду; если продолжительность подачи сигнала довольно коротка, например 1/500 *сек*, то можно зондировать с достаточным промежутком времени между сигналом и его эхо на глубинах между 4—5 и 750*м*. На более значительных глубинах, нужных только для целей гидрографии, можно подавать сигналы через бо́льшие промежутки времени. Интенсивность эхо со дна моря достаточна, чтобы позволить зондирование на самых больших глубинах океана.

Ультразвуковые приборы, функционирующие одновременно как передатчики и как приемники, позволяют также определять, на каком расстоянии и в каком направлении находится препятствие для мореплавания, например скалы, айсберги и т. п., а также позволяют избегать столкновений в тумане. Эхо от корабля удавалось получать на расстояниях, превышавших 3—4 *км*.

Устроенный недавно в Кале прибор позволяет указывать в тумане вход в порт идущим с моря кораблям. На конце мола установлен ультразвуковой передатчик, и корабль, имеющий на борту ультразвуковой приемник, может определять расстояние и направление источника передачи сигналов. Передатчик периодически подает ряд сигналов, из которых один продолжается 20 *сек*, чтобы позволить принимающим сигналы кораблям настроить свои приборы так, чтобы обеспечивать максимальную интенсивность приема, что дает направление, в котором находится проход, с точностью до градуса; затем дается очень короткий сигнал, одновременно ультразвуковыми и герцевыми волнами. Волны Герца приходят первыми и приводят в движение хронограф, который останавливается при приеме ультразвуковых волн. Этот промежуток времени пропорционален расстоянию и позволяет кораблю, принимающему сигнал, рассчитать это расстояние.



ПРИМЕНЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСТВА К ИЗМЕРЕНИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ ЗВУКОВ В АБСОЛЮТНОМ ЗНАЧЕНИИ [1]

Сила, сообщаемая плоской звуковой волной на единицу поверхности, дается выражением

$$\frac{p^2}{\rho v},$$

где p — избыток давления против нормального значения; ρ — плотность среды; v — скорость распространения звука. Отсюда следует, что энергия шума на единицу поверхности приемника составляет

$$\frac{1}{\rho v}\int p^2 dt$$

и что средняя сила звука равна

$$\frac{1}{\rho v}\,(p^{2\text{средн}}).$$

Если звуковая волна падает на поршень P (рис. 67), подвешенный на кварцевой пластинке Q, вырезанной перпендикулярно к одной из электрических осей, то работа, производимая на эту пластинку, пропорциональна давлению p. В силу пьезоэлектрических свойств кварца от этого возникает поляризация пластинки и появляется между металлическими обкладками, наклеенными на пластинку, разность потенциалов, также пропорциональная p.

Если эта разность потенциалов действует на сетку первой лампы

L и передается с усилением, улавливаемым известными способами контуром гальванометра, то ток, который пойдет по нему, когда давление достаточно мало, пропорционален квадрату этого давления.

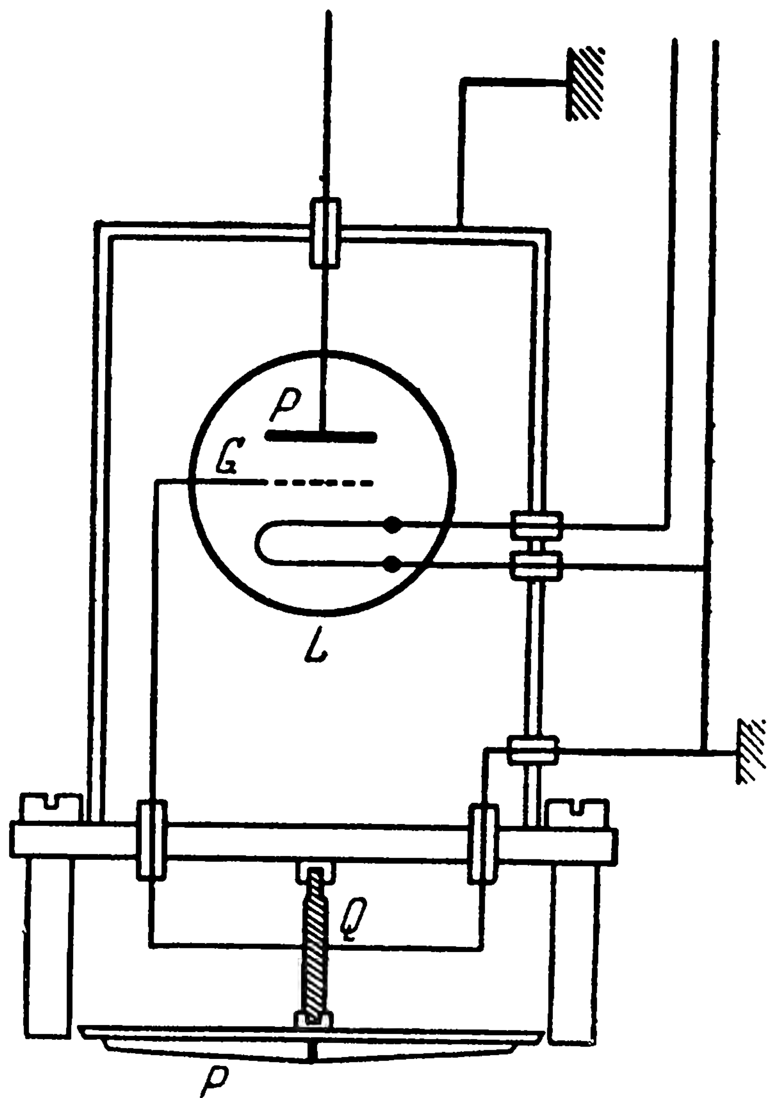


Рис. 67

Если речь идет о шуме короткой продолжительности, то гальванометр показывает отклонение, пропорциональное количеству электричества, протекшего через него, т. е. на $\int p^2 dt$, или пропорциональное энергии шума на единицу поверхности поршня приемника P.

Если речь идет о продолжительности звука, то гальванометр отклоняется пропорционально среднему току, протекающему через него, т. е. $(p^{2\text{средн}})$, или пропорционально силе звука.

Коэффициенты пропорциональности отклонения гальванометра по отношению к энергии шума или пропорциональности его отклонения по отношению к силе звука могут быть определены в абсолютном значении, исходя из пьезоэлектрической константы кварца и непосредственно измеримой чувствительности электрической системы усиления и приема.



АТОМЫ И КОРПУСКУЛЫ [1]

Я чрезвычайно польщен честью, которую вы оказали мне, предложив выступить с докладом на открытии настоящей конференции, посвященной празднованию двадцатипятилетия Общества физической химии.

Боюсь, что мне придется довольно долго задержать ваше внимание, однако надеюсь, что вы меня простите, когда я изложу вам свои соображения, которые, как мне кажется, было бы полезно предпослать докладам, предлагаемым здесь вашему вниманию. Все эти доклады будут посвящены рассмотрению наиболее значительных достижений физической химии в области электронной и электролитической проводимости, области, в которой корпускулярная теория, упомянутая предыдущим оратором и обусловившая развитие физической химии, играет особенно важную роль — будь то движение электронов в металле, движение ионов в электролитах или их скопление в виде переходных двойных слоев.

Несмотря на то, что успехи корпускулярной теории в течение последних тридцати лет являются достаточно убедительным доказательством в ее пользу, я все же считаю не лишним раскрыть перед вами действительное состояние данного вопроса и показать те трудности, которые влечет за собой принятие этой теории,— трудности, связанные, с одной стороны, с необычайно быстрым накоплением экспериментального материала, нелегко укладывающегося в рамки современных нам представлений, а с другой — с противоречиями, по крайней мере кажущимися, между этими теоретическими пред-

ставлениями и разноречивыми данными опыта. Вполне разумно, что в нашем стремлении к познанию мы, не пренебрегая практическими соображениями и используя все то, что оказалось верным, не закрываем глаза на имеющиеся трудности. Надеюсь, что после того, как я, обратившись к прошлому, очерчу вам вкратце поступательный ход развития корпускулярной теории, вам станет ясно, насколько глубоки эти трудности и как тесно они связаны с самими условиями нашего познания и с необходимостью начинать с использования для выражения новых фактов старых представлений, выработанных предшествующим опытом и не всегда адекватно выражающих новую реальность или новый аспект этой реальности.

Именно такое положение мы имеем в настоящее время. Чтобы вы могли составить себе возможно более наглядное представление о современном положении этой проблемы, я сначала изложу вам вкратце экспериментальную сторону вопроса, а затем перейду к изложению теоретической части, более сложной, и с точки зрения будущего развития науки, несомненно, наиболее плодотворной.

Вы знаете (в своем докладе об этом напоминал вам и проф. Перрен), что с течением времени наша уверенность в правильности атомной, или корпускулярной, гипотезы непрерывно возрастала. Эта теория, являющаяся развитием представлений греческих философов о том, что окружающая нас материя состоит из чрезвычайно твердых частиц, подобных привычным нам частицам, но бесконечно меньших по величине, представляющих собой предел деления вещества, получила особенно большое значение в последние два столетия, в частности, в связи с развитием химии. В своем докладе Перрен утверждает, что химия вправе претендовать на область прерывности материи; и действительно, заслуга внедрения в наше сознание представления о прерывности вещества принадлежит химии, так как прерывность является характерным свойством химических соединений.

Установлено, что каждый из химических элементов должен рассматриваться как состоящий из совершенно одинаковых атомов. С тех пор, как этим вопросом занялись физики, стало точно извест-

но, что каждый элемент представляет собой смесь изотопов, из которых каждый состоит из группы идентичных между собою атомов. Атомы, как было открыто тридцать с небольшим лет назад, в свою очередь состоят из наэлектризованных частиц и, соединяясь по законам прерывности, образуют молекулы.

Естественно, что химия может дать нам представление лишь об относительной массе атомов. Она предполагает, что в том, что мы называем грамм-атомом элементарного вещества или изотопа, грамм-молекулой какого-либо соединения или грамм-ионом продукта электролитического разложения, содержится всегда одно и то же количество N частиц — атомов, молекул или ионов, и что массы, будь то атомные, молекулярные или ионные, с которыми оперирует химия, соответствуют массам, численно равным N массам каждой разновидности атомов, молекул или ионов.

Эти массы, определяемые химией, дают нам *относительные значения* индивидуальных масс атомов или молекул, но химия не дает нам их абсолютных значений, не дает величины числа N.

Первые сведения относительно числа N были получены физиками при помощи так называемых статистических методов, путем применения кинетической теории главным образом к изучению газообразных веществ. Эта теория позволила определить число N путем исследования того, что мы называем флуктуациями, т. е. обнаруженных на опыте отклонений от принципа Карно, как, например, броуновское движение, голубой цвет неба и другие явления подобного рода.

Полученные таким образом данные оказались поразительно согласными между собой, однако до тех пор, пока для их измерения не было использовано электричество, они были недостаточно точны. Лишь с помощью науки об электричестве, наиболее «физической», какую только можно себе представить, оказалось возможным впервые ввести настоящую точность в измерение атомных и молекулярных величин. В частности, великолепные опыты Таунсенда и Дж. Дж. Томсона, повторенные Милликеном, доказали зернистое строение электрических зарядов и дали возможность измерить величину

зерен положительного и отрицательного электричества с точностью, доходящей в настоящее время до одной тысячной.

Вы знаете, что это открытие стало возможным благодаря изучению электропроводности, приобретаемой газами под действием, например, лучей Рентгена. Это явление объясняется по аналогии с проводимостью металлов или электролитов. Допускают, что прохождение рентгеновых лучей через газ вызывает частичную диссоциацию молекул и образование наэлектризованных частиц или ионов. Если в газе, служащем проводником электрического тока, тем или иным способом вызвать образование капелек жидкости, то последние в свою очередь оказываются наэлектризованными и могут служить в качестве пробных тел для изучения явления проводимости, подобно электрическому маятнику в макроскопических исследованиях. Заряд каждой такой капельки может быть измерен, подобно заряду любого наэлектризованного тела.

Для получения наэлектризованных капелек может быть использована конденсация водяных паров, пересыщенных в результате расширения, как в камере Вильсона; водяные капельки могут быть заменены капельками масла, распыляемого в газе, как это было проделано Милликеном. Последнее дает возможность избегнуть неудобств, связанных с испарением воды и колебаниями массы капелек, вследствие чего нарушалось постоянство условий опыта. Ввиду того, что капельки воды конденсируются на ионах, которые, как предполагается, присутствуют в газе, или потому, что масляная капелька притягивает к себе один из таких ионов и вследствие этого получает электрический заряд, все капельки оказываются наэлектризованными; причем в случае не слишком значительного расширения газа, пересыщенного водяным паром, заряд всех капелек имеет одинаковый знак; в противном случае знаки различны. Оказывается, что заряды всех капелек одинаковы по абсолютной величине. Иногда их заряд в два или три раза превосходит то, что мы называем «элементарным зарядом». Благодаря точным измерениям Милликена в настоящее время величина этого заряда известна с точностью до тысячной — она равна $4{,}774 \cdot 10^{-10}$ электростатичес-

жих единиц. Все электрические заряды, будь то ионы в газе, или ионы электролитические, являются целыми кратными — обычно очень простыми, положительными или отрицательными,— этой величины. Заряды макроскопических наэлектризованных тел превосходят ее в огромное количество раз.

Зная законы электролиза, мы можем вывести значение N из величины элементарного заряда, так как каждый одновалентный грамм-ион, состоящий из N ионов, будет иметь заряд, равный заряду одновалентного иона, умноженному на N.

Однако мы имеем все основания, и притом экспериментальные, полагать, что заряд одновалентного электролитического иона в точности равняется элементарному заряду, о котором мы только что говорили; но так как количество электричества, переносимое одним одновалентным грамм-ионом, равно числу Фарадея [2] — величине, которая известна с точностью до одной стотысячной, тогда как величина элементарного заряда известна с точностью до тысячной, то выходит, что число Авогадро N может быть определено с точностью до тысячной. Разделив число Фарадея на величину элементарного заряда, получаем для N величину: $6{,}06 \cdot 10^{23}$. Из значения N могут быть выведены массы отдельных атомов и молекул и вообще все атомные и молекулярные значения, размеры и пр.

Следующим шагом на этом пути явилось более полное установление природы электрической частицы, ставшее возможным благодаря открытию катодных частиц и изучению свойств отрицательных зарядов или отрицательных электронов, испускаемых катодом в круксовых трубках под действием бомбардировки положительными лучами или получаемых в так называемом фотоэффекте, когда действием света вырываются из вещества отрицательные заряды. В термоионных явлениях отрицательные заряды испускаются накаленными металлическими нитями.

Изучение этих различных видов эмиссии позволило Дж. Дж. Томсону определить отношение между зарядом и массой частиц, а также скорость последних, т. е. отношение между зарядом и массой, которое в классической механике рассматривается независимым

от скорости и, как показала теория относительности, является в действительности убывающей функцией скорости, согласно закону, правильность которого была подтверждена экспериментально.

Равным образом было экспериментально доказано, что при малых скоростях величина этого отношения одинакова для всех случаев эмиссии отрицательных зарядов, будь то катодная, фотоэлектрическая, термоионная эмиссия и пр. Кроме того, оказалось, что все эти различные виды эмиссии состоят из частиц, несущих каждая один элементарный заряд. Поэтому, зная отношение между зарядом и массой, можно вычислить массу, всегда одну и ту же, каждой из этих частиц, или отрицательных электронов.

При малых скоростях эта масса имеет величину m_0, равную $0{,}9 \cdot 10^{-27}$ *г*, в то время как масса атома водорода, выведенная из числа N, равна $1{,}6 \cdot 10^{-24}$ *г*, и, следовательно, последняя приблизительно в 1800 раз больше массы отрицательного электрона.

Тот факт, что обычный свет или же рентгеновы лучи, также представляющие собой световые колебания, но более высокой частоты, вырывают отрицательные заряды или отрицательные электроны из самых разнообразных веществ, позволил вывести заключение, что отрицательные электроны являются неотъемлемой составной частью материи. Так как по своей величине электроны значительно меньше самых легких атомов, атомов водорода, то естественно было предположить, что они являются составной частью всех атомов.

В течение последних тридцати-сорока лет развитие экспериментальной физики шло параллельно и в самом тесном взаимодействии с развитием теории, взаимодействии, которое, надо надеяться, будет продолжаться и впредь. Правда, в настоящий момент, в связи с недавними открытиями нейтрона и положительного электрона, опытная физика несколько обогнала теорию, однако последняя также не дремлет, и теоретики, несомненно, постараются приспособить свои представления к новым фактам.

В то самое время, когда опыты Дж. Дж. Томсона показали, что катодная частица, или отрицательный электрон, обладает определен-

ной массой и определенным электрическим зарядом, электромагнитная теория в лице Лорентца и его продолжателей пришла к тем же представлениям о материи как состоящей из наэлектризованных частиц и, в частности, объяснила с этой точки зрения так называемый эффект Зеемана [3]. Это явление в его простейшей форме давало также возможность получить отношение между зарядом и массой электрона, которому приписывали решающую роль в образовании спектральной линии, разложенной Зееманом действием магнитного поля. Оказалось, что величина этого отношения всегда одинакова. Таким образом, наличие электрона во всех атомах было доказано с полной очевидностью.

Вы знаете также, что необычайные успехи спектроскопии, последовавшие вслед за открытием Зеемана, показали, что так называемое явление Зеемана значительно сложнее, чем представляли себе Лорентц [и его ученики], и что для его объяснения необходимо предположить, что отрицательный электрон обладает не только электрическим зарядом, но также и магнитным моментом, или спином, как мы теперь выражаемся, пользуясь английским термином. Это дополняло наше представление об электроне, которое в известной степени соответствует представлениям Демокрита. Экстраполируя наши макроскопические образы на бесконечно малое, мы представляли себе электрон в виде маленького объекта, частицы, маленького заряженного шарика или наэлектризованной вакуоли в эфире. Следствия, вытекающие из этого представления, были развиты мною в одной из моих работ того периода.

Открытие спина привело к предположению, что этот заряженный шарик вращается вокруг своей оси, создавая таким образом магнитный момент, который мы вынуждены приписать электронам. Представление о самой структуре электрона оказалось связанным со значительными затруднениями. В частности, ввиду того, что составные части заряда электрона, распределенные на его поверхности и, возможно, в его объеме, должны взаимно отталкиваться, необходимо было постулировать наличие сил, способных уравновесить это взаимное отталкивание и обеспечить целостность электрона. Все же,

несмотря на несовершенство наших знаний об электроне, мы как бы «видели» его как вполне реальный индивидуальный объект, ничем не отличавшийся от других знакомых нам объектов. Таково было развитие всех теорий в тот период.

Эта мысль была выражена Лорентцем на Сольвейевском конгрессе 1927 г. в Брюсселе, на котором выявились с полной очевидностью трудности, связанные с введением в теорию квантов привычных представлений о корпускулярном строении материи. «Для меня, — сказал он, — электрон является частицей, которая в каждый данный момент находится в определенной точке пространства; и если я воображаю, что эта частица в следующий момент будет находиться в другом месте, то я должен представить себе ее траекторию в виде линии в пространстве. Если же я предполагаю, что электрон встречает на своем пути атом, в который он проникает и который покидает после ряда «приключений», то я в этом случае составляю себе известную гипотезу, согласно которой данный электрон сохраняет всю свою индивидуальность, т. е. воображаю себе линию, по которой данный электрон проходит сквозь атом... Мне хотелось бы сохранить этот прежний научный идеал — описывать все происходящее в мире при помощи ясных образов».

Таково было положение вещей. И эта оказавшаяся столь плодотворной теория, основанная на вере в существование индивидуальных и индивидуализируемых частиц, получила тогда новое подтверждение благодаря замечательным опытам Ч. Т. Р. Вильсона, которые с полным основанием названы самыми прекрасными опытами в мире. Используя конденсацию водяного пара, пересыщенного вследствие расширения в проводящем газе, Вильсон показал нам наглядно те ионы, о которых мы говорили, видя их мысленным взором, траектории заряженных частиц — тех электронов, которые мы раньше лишь представляли себе.

Теперь я продемонстрирую вам несколько фотографических снимков, так как, напоминая вам о прошлом, я хочу в первую очередь предложить вашему вниманию все аргументы, говорящие в пользу корпускулярного представления.

Трудно найти более поразительные и живые доказательства, чем те, которые были получены при помощи опытов Вильсона; к тому же его метод вообще оказался удивительно плодотворным, и мы

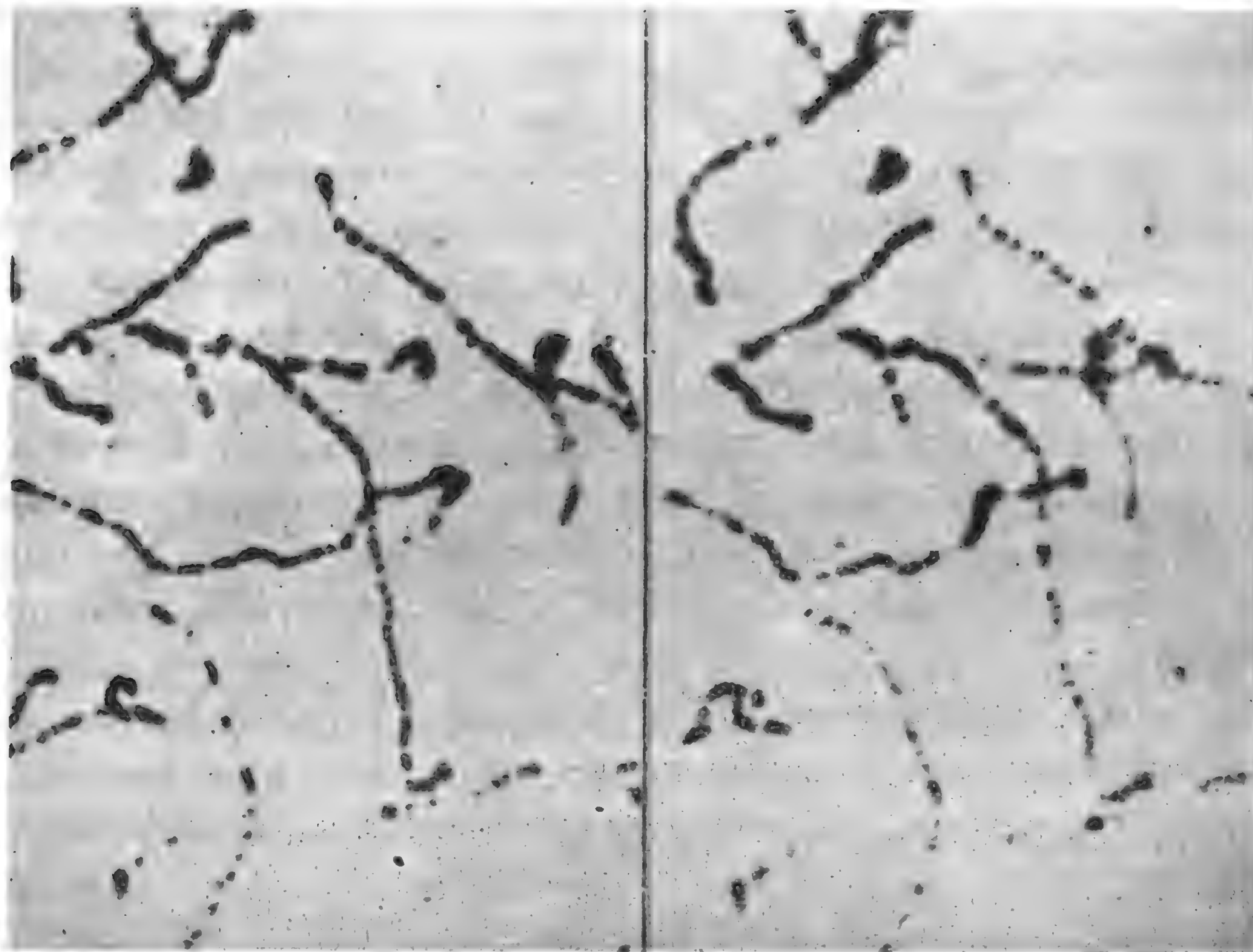


Рис. 68

обязаны ему многими первостепенными открытиями в области атомной и корпускулярной физики.

Рис. 68 воспроизводит снимок, полученный при фотографировании внезапного расширения воздуха, насыщенного водяным паром, через который пропускались почти монохроматические лучи Рентгена, так называемое K-излучение серебра. При прохождении через воздух камеры лучи сообщают ему электропроводность, благодаря чему, при внезапном расширении, пересыщенные пары воды конденсируются на ионах и образуют те капельки, которые вы видите

на снимке, причем замечательно, что эти капельки располагаются в виде более или менее изогнутых нитей.

Такое строение тумана с первого взгляда кажется удивительным. На самом же деле оно объясняется очень просто: ионизация газа рентгеновыми лучами и образование большой части ионов происходит не непосредственно.

Непосредственное воздействие их на газ выражается в виде того фотоэлектрического эффекта, о котором я говорил выше, что он воздействует на всякого рода вещества. Действуя на некоторые молекулы, K-лучи серебра вырывают с их поверхности отрицательный электрон и толкают его с огромной скоростью через газ. Пролетая через газ, эта частица встречает на своем пути молекулы, воздействует на заключенные в них электроны и вырывает некоторые из них. Выброшенные таким образом электроны дают начало отрицательным ионам в газе, а молекулы, ставшие положительно заряженными вследствие потери электрона, превращаются в положительные ионы.

На рис. 68 ясно видно, что большинство капелек соединено попарно вследствие конденсации пара на двух ионах — положительном и отрицательном, получившихся в результате ионизации одной молекулы.

На этом же рисунке мы видим отдельный отрицательный электрон, который обнаруживается при помощи следа траектории его движения в газе, начинающейся от молекулы, от которой он был оторван под действием излучения и энергия которого постепенно убывает в результате ионизирующих столкновений с многочисленными молекулами, встречаемыми им на своем пути. Этот прекрасный снимок, сделанный собственноручно Вильсоном, содержит еще одно чрезвычайно ценное указание: следы электронов представляют собой изогнутые линии, причем нередко бывает, что они изогнуты под углом. Это объясняется тем, что электроны, вырванные под действием излучения, движутся с не очень большой скоростью. При встрече с другими электронами, которые он изгоняет, ионизируя газ, его движение замедляется и отклоняется в сторону, траектория искри-

вляется, и электрон в конце концов останавливается. Останавливаясь, он обычно образует небольшой пакет ионов, а следовательно, и водяных капелек. Кроме того, прежде чем окончательно остановиться, замедленный электрон крутится на одном месте.

Очень интересно также и то, что все три траектории, хотя по форме они и во многом различаются между собой, имеют приблизительно одинаковую длину, что в данном случае служит подтверждением основного закона, которому подчиняются все фотоэлектрические явления, а именно: все электроны, вырванные из одного и того же вещества под действием монохроматического излучения, обладают одинаковой скоростью. Другими словами, поглощение световой энергии, необходимой для того, чтобы вырвать и выбросить электрон, в случае излучения одинаковой частоты совершается всегда одинаковыми порциями, равными кванту Планка. Следовательно, энергия, сообщаемая электрону светом, вызывающим фотоэффект, определяется частотой излучения.

Таким образом, оказывается установленным одно важное обстоятельство. Если взять излучение данной частоты, например лучи Рентгена, о которых речь шла выше, то количество энергии, получаемое каждым фотоэлектроном, будет совершенно определенно и пропорционально частоте излучения с коэффициентом h, который носит название константы Планка и величина которого может быть получена непосредственно из исследования фотоэлектрических явлений. Эта величина оказалась равной $6{,}55 \cdot 10^{-27}$ в единицах CGS.

Мы видим, что из одного опыта может быть сделано несколько очень важных выводов.

Вы знаете также, что для объяснения фотоэлектрического эффекта необходимо предположить, что поглощение веществом излучения с частотой ν совершается только отдельными квантами величиной $h\nu$. Вместе с тем, как показал Планк, для объяснения спектрального состава излучения, находящегося в термическом равновесии с веществом при данной температуре, следует также предположить, что и эмиссия, так же как и поглощение излучения веществом, всегда совершается квантами энергии, равными $h\nu$.

Эйнштейн показал, что необходимо равным образом допустить, что эти кванты энергии соответствуют структуре самого излучения и что каждый квант переносит при излучении со скоростью света вместе с энергией, сконцентрированной на небольшой области пространства, также и пропорциональное ей количество движения.

Рассмотренная нами фотография,кажется, вполне подтверждает представление о зернистом строении излучения, т. е. о существовании фотона, как мы его теперь называем.

Действительно, там, где появляется фотоэлектрон, отдельная молекула, которую ничто априори не отличает от остальных молекул газа, является объектом совершенно исключительного воздействия со стороны излучения. Вы видели, что количество этих фотоэффектов очень незначительно. Молекула поглощает целый квант энергии, в то время как с соседними молекулами этого не происходит.

Это наводит на мысль, что излучение ведет себя так, как если бы оно было составлено из отдельных частиц энергии, которые в результате явления, аналогичного соударению, сталкиваются с молекулами и захватываются ими, причем энергия расходуется сперва на вырывание электрона, а затем на сообщение последнему кинетической энергии, с которой электрон пролетает через газ, ионизируя его на своем пути.

Таким образом, корпускулярное представление может быть распространено также на световые явления.

Корпускулярная концепция света нашла дальнейшее подтверждение в открытии так называемого эффекта Комптона. Для объяснения некоторых явлений смещения линий в рентгеновых спектрах вещества американский физик Комптон высказал предположение, что при столкновении фотона $h\nu$ с электроном в молекуле может быть получено два результата: либо фотон нацело поглощается молекулой, причем его энергия полностью используется на фотоэлектрический эффект; либо, наоборот, его столкновение с электроном совершенно отлично по своей природе, и фотон, падая на электрон, отдает ему лишь часть своей энергии, в результате чего сохраняется отражен-

ным фотон более низкой частоты и, следовательно, меньшей энергии, а электрон приобретает энергию, равную разности между энергиями падающего и отраженного фотонов.



Рис. 69

Рассматривая это столкновение между фотоном и электроном с точки зрения законов механики и, в частности, механики относительности, мы получаем количественное и притом полное представление об этом явлении. Таким образом, эффект Комптона является очень точным экспериментальным подтверждением корпускулярного строения не только вещества электронов, но и света — фотонов, которые при столкновении с электронами подчиняются всем обычным законам сохранения энергии и количества движения при соударении.

На рис. 69 воспроизведена вторая фотография, показывающая электроны, выброшенные в газ в результате эффекта Комптона. Каждый из них выбрасывается в результате соударения с падающим фотоном, теряющим часть своей энергии и отдающим ее электрону, который приобретает вследствие этого способность ионизировать газ на своем пути. Для того чтобы показать, что траектории ионизации действительно принадлежат отрицательным электронам, они были

подвергнуты воздействию магнитного поля, направленного перпендикулярно к плоскости рисунка. Оказалось, что траектории отрицательных электронов искривляются в направлении, действительно соответствующем знаку их заряда.

Этот снимок был получен Д. В. Скобельцыным, который, используя фотоны очень высокой частоты, соответствующие γ-лучам тория при прохождении последних через воздух, наблюдал в камере Вильсона комптоновские электроны. В отличие от фотоэлектронов, начальная скорость комптоновских электронов неодинакова, хотя все они происходят от одних и тех же фотонов. В зависимости от условий, в которых происходит соударение между электроном и фотоном, количество энергии, передаваемое последним первому, может быть различно, что доказывается различной кривизной траекторий электронов в магнитном поле. Кривизна эта тем больше, чем меньше скорость электрона.

Далее, снимок показывает, что треки водяных капелек, образованные комптоновскими электронами, имеют правильную форму, а не изогнуты и спутаны, как следы фотоэлектронов на предыдущем снимке.

Они представляют собой более или менее правильные окружности, так как по мере замедления движения кривизна траектории увеличивается и последняя принимает форму спирали. В то же время наблюдается полное отсутствие траекторий, изогнутых под углом. Это объясняется тем, что большая скорость движения комптоновских электронов вызывается высокой энергией фотонов, с которыми они сталкиваются. Поэтому при соударении они испытывают значительно меньшие отклонения, чем в предыдущем случае. На рисунке совершенно ясно видно, что γ-лучи тория пересекают газ снизу вверх. Соответствующий фотон сталкивается в молекуле с электроном и выбивает его оттуда в результате эффекта Комптона. Траектория этого электрона загибается под влиянием магнитного поля, причем кривизна ее возрастает по мере того, как скорость электрона убывает в результате ионизирующих столкновений с молекулами.

На рис. 70 мы видим еще одну разновидность электронов, а именно β-лучи радиоактивных веществ, которые также состоят из катодных частиц или отрицательных электронов, но обладают



Рис. 70

значительно большей скоростью, чем электроны, выбрасываемые катодом в трубке Крукса или в результате фотоэлектрического эффекта под действием рентгеновых лучей.

В данном случае β-лучи испускаются радием. Если мы будем пропускать пучок таких β-лучей через газ и расширим последний в камере Вильсона для конденсирования водяных капелек, то увидим сноп траекторий, и под влиянием магнитного поля, перпендикулярного к плоскости снимка, все эти траектории отрицательных электронов окажутся изогнутыми в одном направлении. Отсюда можно с наглядностью и очевидностью заключить, что β-лучи также состоят из индивидуальных частиц, отрицательных электронов или катодных частиц, и установить их полную тождественность с частицами, входящими в состав отрицательного излучения, рассмотренного нами выше.

После того как мы установили тождество β-лучей с отрицательными электронами, мне остается сказать несколько слов относитель-

но других частиц, входящих в состав вещества. Как вы знаете, особенно ценные данные в этой области были получены в результате изучения явлений радиоактивности. Наряду с γ-лучами, о которых я упоминал выше и которые представляют собой световые лучи очень высокой частоты, следовательно, состоящие из фотонов чрезвычайно большой энергии, и β-лучами, состоящими из отрицательных электронов, радиоактивные вещества испускают также α-лучи, состоящие из положительно заряженных частиц. Резерфорду удалось показать, что α-лучи представляют собой атомы гелия, несущие удвоенный элементарный заряд.

Масса α-лучей превосходит массу отрицательного электрона приблизительно в 7000 раз и к тому же лучи обладают значительной энергией, так как они выбрасываются со скоростью 15 000—25 000 *км/сек*. Благодаря высокой энергии и величине электрического заряда прохождение α-лучей через вещество сопровождается рядом катастроф: они разрушают молекулы, ионизируют газы, и, ввиду того, что их заряд вдвое больше заряда электрона, создают на своем пути большое число ионов на единицу пути.

Рис. 71 воспроизводит фотографию расширения газа (аргона), через который проходят α-лучи. В аппарате был помещен источник, испускающий пучок расходящихся α-лучей. Треки капелек в данном случае значительно гуще, чем те, которые появляются на пути прохождения отрицательных электронов; каждый из них представляет собой туман, сконцентрировавшийся на пути прохождения α-частицы.

Как вы знаете, рассмотрение этих снимков навело Резерфорда на мысль о так называемом ядерном строении материи. Резерфорд заметил, что в то время как траектории α-частиц почти всегда прямолинейны (что объясняется значительностью их массы по сравнению с массой электронов, вследствие чего они не отклоняются от своего пути при столкновении с последними), в некоторых случаях наблюдаются очень значительные и резкие отклонения, указывающие на наличие соударений особого рода.

Рис. 71 изображает снимок α-лучей тория в аргоне. На этом

снимке мы видим ломаную траекторию, получившуюся в результате соударения α-частицы с атомом аргона при исключительных условиях: частица отразилась под острым углом к своему первоначаль-



Рис. 71

ному направлению. Такие исключительные соударения наблюдаются приблизительно один раз на 100 миллионов ионизирующих столкновений с выбиванием электронов.

Мы видели выше, что, зная число Авогадро N, мы можем вычислить размеры атомов, т. е. область, занимаемую внутри их электронами. Таким образом, для предполагаемых шаровидных атомов были вычислены радиусы порядка 10^{-8} *см*. Этот результат подтверждается рядом согласующихся между собою вычислений и, в частности, результатами дифракции рентгеновых лучей на кристаллах. Необычайная редкость исключительных столкновений, значи-

тельно отклоняющих траектории α-лучей, указывает на то, что область, в которой сосредоточена большая часть массы атома, должна быть значительно меньше самого атома. Так как исключительные столкновения в 100 000 000 раз реже обычных ионизирующих столкновений, то, взяв корень квадратный из этого отношения для учета пропорциональности пронизываемой площади квадрату радиуса, получаем, что радиус области, в которой сосредоточена масса атома, в 10 000 раз меньше радиуса самого атома, т. е. что размеры этого ядра атома порядка 10^{-12} *см*. В результате изучения этих исключительных отклонений Резерфорд показал, что для подавляющего большинства столкновений отклонение α-частицы вызывается так называемым кулоновским отталкиванием между ее положительным зарядом и зарядом того же знака ядра, в котором сконцентрирована масса атома и вокруг которого вследствие электростатического притяжения удерживаются отрицательные электроны, необходимые для того, чтобы компенсировать положительный заряд ядра в электрически нейтральном атоме. Таким образом, возникло представление об атоме как о планетарной системе, в которой ядро играет роль центральной притягивающей массы, причем вокруг этой массы вращаются электроны, описывающие орбиты, размеры которых могут в десятки тысяч раз превышать размер центрального ядра.

В результате другого фундаментального открытия Резерфорд показал, что в ядрах отдельных атомов некоторые из исключительных столкновений влекут за собой распад ядра с испусканием ядер водорода, наиболее простых по своему строению из всех ядер. Эти ядра, известные под названием протонов, несут положительный заряд, равный по величине элементарному заряду. На этом основании была разработана теория строения материи, которая еще года два назад пользовалась общим признанием и согласно которой материя состоит из отрицательных электронов и протонов. Согласно этой теории, атомы с массой, большей массы атома водорода, получаются путем соединения ядер атомов водорода. Так, например, атом кислорода получается в результате соединения 16 атомов водорода. Наблюдаемые отклонения величин атомных масс от целых

кратных масс атома водорода, а также потеря массы в результате конденсации водородных ядер были объяснены новой релятивистской механикой на основе принципа инертности энергии.

Вы знаете, что эти незначительные различия в массе, рассматривавшиеся раньше как затруднение для концепции единства материи, в настоящее время служат указаниями на наличие определенных количеств энергии, поглощающихся в моменты синтеза атома или же выделяющихся в моменты их распада. Нам открылась совершенно новая область знания — область ядерной химии, или область ядерных превращений, в которой измерения масс указывают на количества энергии, участвующие в процессе.

Мы пришли тогда к следующему представлению: атом атомной массы A образуется в результате конденсации A атомов водорода, т. е. A протонов, или водородных ядер, и A электронов. Из этих A электронов $A - Z$ остаются в ядре, а Z вращаются вокруг него, образуя периферические электроны. Число Z представляет число элементарных зарядов в положительном заряде ядра и — что самое удивительное — в то же время атомное число, т. е. место, занимаемое атомом в периодической системе элементов.

Таково было положение вещей до недавнего времени, когда сокровищница наших экспериментальных знаний снова обогатилась в результате открытия сначала нейтрона, а затем положительного электрона, или позитрона.

В заключение своего экспериментального введения я предложу вашему вниманию несколько рисунков, воспроизводящих фотографии, имеющие отношение к открытию нейтрона и положительного электрона. Эти открытия стали возможны также в результате применения бомбардировки α-частицами. Когда проф. Боте и его сотрудник Беккер констатировали эмиссию сильно проникающего излучения при бомбардировке легких атомов бериллия, бора и лития α-лучами полония, то вначале предположили, что излучение состоит из очень жестких γ-лучей. Однако опыты Ирен Кюри и Фредерика Жолио показали, что под действием этих лучей на газ в ионизацион-

ной камере ионизация значительно увеличивается благодаря присутствию водородсодержащего вещества. Используя, в частности, снимки, сделанные в камере Вильсона, Кюри и Жолио показали, что излучение Боте и Беккера обладает способностью вырывать протоны, т. е. водородные ядра, из веществ, содержащих химические соединения водорода.

γ-лучи не могут обладать таким свойством. Исследования этого процесса именно Чадвиком привели к предположению, что проникающее излучение Боте и Беккера состоит, по крайней мере частично, из незаряженных материальных частиц. Эти частицы, получающиеся в результате обмена количеств движения с ядром водорода или другими ядрами, выбитыми из вещества, оказывается, имеют массу того же порядка, что и масса водородного ядра — протона, но без заряда. Поэтому частица не ионизирует газа на своем пути, так как ионизация вызывается главным образом действием электрического заряда атомного снаряда на электроны. Когда снаряд не наэлектризован, шансы на ионизацию становятся минимальными.

Насколько можно судить на основании экспериментальных данных, может наблюдаться самое большее одна ионизация, один электрон, выбитый непосредственно одним нейтроном при пробеге последним в воздухе пути длиной не менее 30 *м*. Таким образом, заметная ионизация под действием нейтронов возможна только через посредство протонов или других выбиваемых нейтронами заряженных ядер.

Такая эмиссия нейтронов под действием α-лучей полония является результатом настоящей трансмутации и приводит нас к предположению о наличии нейтронов в ядрах бериллия и бора, если только они не порождаются в момент столкновения в результате соединения протона с отрицательным электроном.

Так, например, можно предположить, что бор с массой 11, поглощая α-частицу с массой 4, дает атом азота с массой 14 и нейтрон с массой 1. Величины электрических зарядов не противоречат этому представлению, так как заряд ядер бора равен 5, α-частицы — 2,

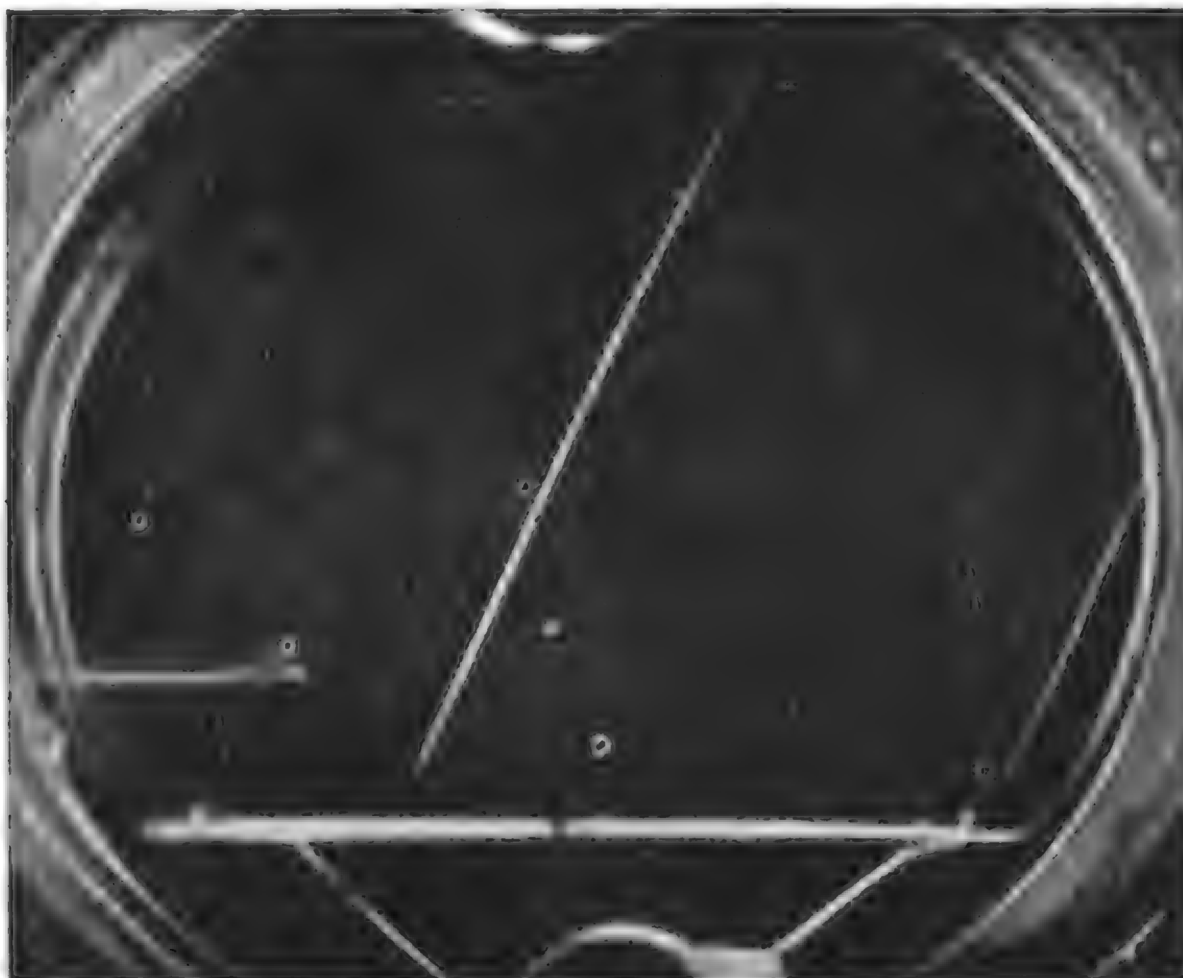


Рис. 72

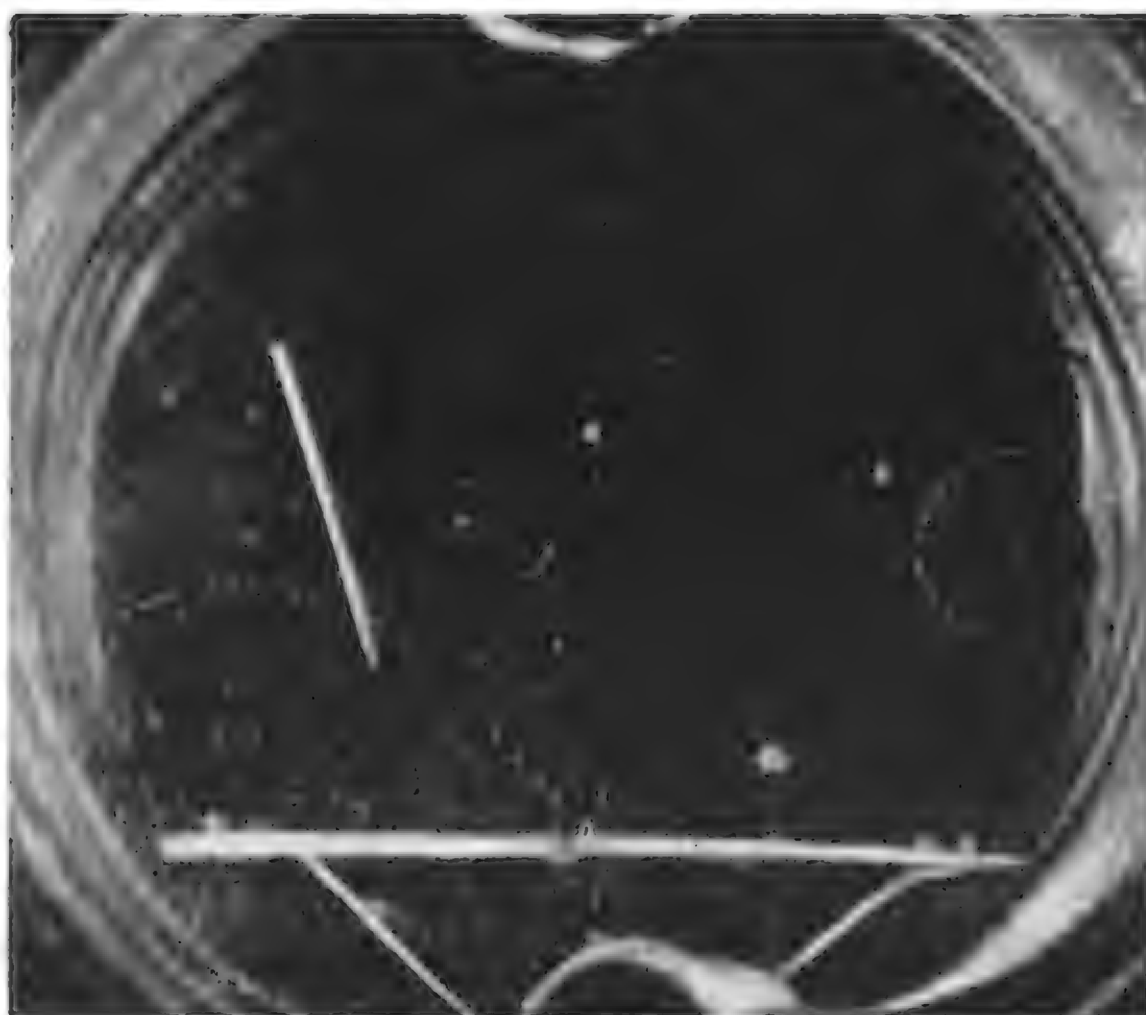


Рис. 73

азота — 7 и нейтрона — 0. Рис. 72 воспроизводит фотографию, полученную Ирен Кюри и Жолио.

Прямолинейная траектория изображает путь протона, выбитого из парафина под действием нейтронов. Бериллий подвергается бомбардировке α-лучами полония. Получающиеся в результате



Рис. 74

бомбардировки нейтроны проходят через экран, покрытый слоем парафина, из которого они вырывают протоны. Последние заряжены положительным зарядом 1 и, проходя через газ, ионизируют его. Все это видно на рисунке.

Рис. 73 изображает другой протон, вырванный из молекулы воды. Он исходит не из парафина, а из какой-то точки в массе газа. Этот протон был вырван из водорода, входящего в состав молекулы воды.

Рис. 74. изображает другой эффект нейтрона, способного выбивать не только ядра водорода, но и другие ядра, в данном случае ядро азота, входящее в состав молекулы азота воздуха. Траектория

такого ядра представляет собой короткую толстую линию. В периодической системе элементов азот занимает седьмое место; заряд ядра азота равен 7, и ионизирующее действие его на газ значительно превосходит ионизирующее действие α-частиц с зарядом 2. Он дает густой туман и короткие траектории.



Рис. 75

Рис. 75 изображает также действие нейтрона на ядро азота, но на этот раз сопровождающееся распадом. Наряду с короткой и толстой линией на рисунке мы видим другую, более тонкую и более длинную линию — след α-частицы. В данном случае, столкнувшись с ядром азота, нейтрон выбивает из него α-частицу. Что же касается масс, то в результате этого столкновения [(14 + 1) — 4] мы получаем 11; таким образом, остается бор. Рассмотрение баланса ядерных зарядов приводит к тому же выводу.

В данном случае реакция противоположна той, которая приводит к рождению нейтрона при бомбардировке бора α-частицами. Так

впервые было получено экспериментальное доказательство обратимости реакции ядерного превращения. Этот факт сам по себе чрезвычайно интересен и важен.

За открытием нейтрона последовало открытие положительного электрона, или позитрона. То же излучение, вызванное действием



Рис. 76



Рис. 77

α-лучей полония на легкие атомы лития, бериллия или бора, содержит, кроме нейтронов, также γ-лучи высокой частоты, фотоны которых, обладающие очень большой энергией, при столкновении с ядрами атомов вызывают эмиссию не только отрицательных, но также и положительных электронов.

На рис. 76 вы можете заметить траектории электронов гораздо более тонкие, чем следы протонов, и изогнутые под влиянием магнитного поля, отклоняющего отрицательные электроны в известном

направлении. И вот, из той же точки выходит другая траектория, искривленная в обратном направлении. Этот снимок был сделан Ирен Кюри и Жолио. Получение из одного фотона двух электронов с противоположными знаками является фактом необычайной важности, свидетельствующим о подлинной материализации света.



Рис. 78

Существование положительного электрона и его получение из фотона одновременно с отрицательным электроном было предсказано за два года до того Дираком как следствие разработанной им теории электрона. К этому вопросу я еще вернусь.

Рис. 77 изображает также траектории положительных и отрицательных электронов, искривленных в противоположные стороны под влиянием магнитного поля. Источник их всегда один и тот же. На этом рисунке мы видим также траекторию протона, порожденного действием нейтрона, между тем как положительные и отрица-

тельные электроны порождены сильно проникающими γ-лучами. Это дает основание думать, что положительные электроны, открытые лишь недавно, гораздо многочисленнее, чем предполагалось раньше; их нетрудно было заметить, если бы на это было обращено больше внимания. Впрочем, вероятно, их существование очень кратковременно и они исчезают тем скорее, чем плотнее вещество — либо в результате нейтрализации отрицательного электрона, сопровождающейся испусканием света, либо путем соединения с нейтроном с образованием протона.

На рис. 78 воспроизведена другая фотография, подтверждающая выводы Ирен Кюри и Жолио о том, что положительные и отрицательные электроны, а также протоны можно получить, не прибегая к посредству бериллия или бора. Непосредственное действие α-лучей полония на алюминий дает тот же результат.

Совсем недавно Жак Тибо показал, что радиоактивные вещества испускают положительные электроны, хотя и в меньшем количестве, чем отрицательные, или β-лучи, однако величины того же порядка. При помощи очень остроумного метода ему удалось определить приблизительное значение отношения заряда положительного электрона к его массе, которое по абсолютной величине и в пределах ошибки опыта оказалось равным такому же отношению для отрицательного электрона.

Значение этих экспериментальных результатов чрезвычайно велико. В настоящее время физики заняты приведением в порядок этого неожиданного богатства материала и, в частности, попытками выяснить взаимосвязь между новыми составными частями вещества — нейтронами и положительными электронами и сравнительно давно известными протонами и отрицательными электронами.

В настоящий момент мы имеем четыре составные частицы материи: отрицательные электроны, положительные электроны, нейтроны и протоны. Что же касается света, то там мы имеем дело с фотонами, представляющими собой как бы пятую составную часть материи вселенной.

Я упоминаю о фотонах как о некой постоянной материальной части вселенной, хотя фактически частота их непрерывно меняется при переходе от одного фотона к другому, так что, по крайней мере по внешности, мы имеем дело с неограниченным многообразием фотонов. Однако не следует забывать, что изменение частоты фотона в известной мере соответствует изменению скорости электрона или протона, которые, несмотря на изменение скорости, а следовательно, и энергии, продолжают оставаться теми же протонами и электронами.

Несколько иное положение мы имеем в случае фотонов, так как фотон, т. е. частица света, распространяется всегда с одинаковой скоростью, а именно со скоростью света. Заметим, однако, что изменение движения наблюдателя, вызывающее изменение скорости протона и электрона, в результате эффекта Допплера сопровождается одновременным изменением частоты любого данного фотона.

Если мы движемся все с большим ускорением за фотоном, то, как мы знаем из специальной теории относительности, его скорость по отношению к нам остается все время равной скорости света, но его частота уменьшается и стремится к нулю по мере того, как скорость наблюдателя увеличивается в направлении движения фотона. Его энергия, пропорциональная частоте, стремится к нулю одновременно с ней. Точно то же относится и к его массе с точки зрения теории относительности, поскольку эта масса равна частному от деления энергии на квадрат скорости света. Именно в этом состоит физический смысл утверждения, что фотон лишен собственной массы. Фотон обладает энергией лишь пропорционально своей частоте. Если двигаться за ним с достаточной скоростью, можно как угодно снизить его частоту, точно так же, как достаточно очень быстро двигаться за электроном, чтобы уменьшить его скорость по отношению к наблюдателю.

Утверждая, что наряду с электронами и протонами все фотоны представляют собой некоторую составную часть вселенной, мы этим хотим сказать, что лишь частота фотонов меняется в зависимости от движения наблюдателя, так же как мы говорим, что природа про-

тона или электрона не меняется с изменением скорости его движения по отношению к наблюдателю.

Некоторая часть физиков высказывает мнение, согласно которому нейтрон есть не что иное, как соединение протона с отрицательным электроном, причем соединение это более тесное, чем в атоме водорода. В таком случае квантовый уровень будет ниже того, который соответствует стабильному невозбужденному атому водорода.

Учитывая, что размеры, которые мы должны приписать нейтрону, по порядку величины не превосходят размеров ядра, т. е. меньше 10^{-12} *см*, можно сказать, что такое предположение вполне возможно, так как в случае величины указанного порядка обычные уравнения для электрона теряют свою приложимость. Поэтому нет ничего удивительного в том, что законы квантования движения электрона в атоме водорода, справедливые для тех случаев, когда расстояние между электроном и ядром достаточно велико, чтобы их взаимодействие подчинялось закону Кулона, теряют свою приложимость в случае нейтрона; последний может представлять пример более тесной связи между протоном и электроном, чем та, которая наблюдается в устойчивом атоме водорода.

Другие теории полагают, что протон является результатом соединения нейтрона с положительным электроном, или позитроном. Существуют доказательства как в пользу одной, так и в пользу другой теории [4].

Во всяком случае, открытие нейтрона приводит к предположению, что все атомные ядра состоят из протонов и нейтронов. Ядро с атомным номером Z и массой A должно состоять из Z протонов и $A - Z$ нейтронов. Можно также предположить существование внутри ядра в качестве промежуточных компонентов α-частицы или ядер гелия, образовавшихся соединением двух протонов с двумя нейтронами.

Что касается положительного электрона, следует признать, что он представляет собой наиболее сложную проблему. Его открытие

привлекло внимание физиков к предположению, высказанному Дираком года два тому назад. Согласно теории Дирака, отрицательный электрон может находиться как в отрицательных, так и в положительных энергетических состояниях.

В нормальном состоянии пространство заполнено отрицательными электронами с отрицательной энергией, наэлектризованность которых никак не проявляется именно в силу однородности заполненного таким образом пространства.

Однако можно себе представить, что под влиянием фотоэлектрического эффекта, или эффекта Комптона, фотону с достаточно высокой энергией удается вырвать один из таких отрицательных электронов с отрицательной энергией и сообщить ему положительную энергию. Такой электрон оставляет за собой «дырку», т. е. незаполненное отрицательное энергетическое состояние, которая, согласно Дираку, должна вести себя как электрон с положительным зарядом и положительной энергией.

Эта теория, согласно которой положительные электроны превращаются в «дырки» в среде, нормально заполненной отрицательными электронами в отрицательных энергетических состояниях, хотя и поражает нас с первого взгляда, однако при ближайшем рассмотрении приводит к некоторым интересным предположениям, в частности относительно вероятной продолжительности «жизни» позитрона. Действительно, если рассматривать положительный электрон как «дырку», то для заполнения этой «дырки» в материи имеется достаточное количество обыкновенных отрицательных электронов, возрастающее по мере увеличения плотности вещества. При этом они должны будут перейти из состояния положительной энергии, в котором мы их наблюдаем, в состояние отрицательной энергии, до того остававшееся свободным благодаря «дыркам».

Такой переход из исходного состояния положительной энергии в состояние отрицательной энергии должен сопровождаться освобождением энергии в виде одного или нескольких фотонов.

Исходя из этой теории и используя методы новой квантовой электродинамики, можно вычислить среднюю продолжительность «жиз-

ни» положительного электрона, например, в воздухе при атмосферном давлении. Согласно вычислениям Дирака, средняя продолжительность «жизни» позитрона равна одной десятимиллионной доле секунды. Это не должно нас удивлять. Другие частицы не более долговечны. Изучение радиоактивности, например, дало нам возможность обнаружить существование разновидности атомов, средняя продолжительность «жизни» которых равна одной миллионной доле секунды. Химики имеют серьезное основание предполагать, что радикал CH_3 в свободном состоянии может существовать не более одной тысячной секунды.

Что же касается позитрона, то продолжительность его «жизни» в воздухе при атмосферном давлении равна одной десятимиллионной секунды и несколько дольше в более разреженной среде. При отсутствии отрицательных электронов для заполнения «дырок» последние могли бы существовать в течение неопределенно долгого времени.

В твердых телах, где количество отрицательных электронов очень велико, существование «дырок» определяется мгновениями. Это нисколько не противоречит возможности наблюдения положительного электрона в камере Вильсона; так как скорость его очень велика, она может быть измерена по кривизне его траектории. В наблюденных случаях эта скорость была порядка девяти десятых скорости света. Это означает, что отрезок, скажем, в тридцать метров проходится в одну десятимиллионную долю секунды. Благодаря значительно меньшим размерам камеры Вильсона положительный электрон успевает совершить свой пробег и вызвать ионизацию газа.

Мы видим, что результаты эксперимента не только подтверждают вероятность, но с очевидностью доказывают реальность корпускулярного строения света и вещества. Посмотрим теперь, как обстоит дело с теоретической точки зрения.

Как я уже упоминал, казалось вполне разумным и закономерным рассматривать вновь открытые составные части материи атомных и внутриатомных размеров как материальные частицы. В этом слу-

чае мы поступили так, как поступают физики во всех тех случаях, когда им приходится столкнуться с совершенно новой областью; мы попытались объяснить неизвестное при помощи уже известного и использовать в данном случае представления, оказавшиеся пригодными для объяснения в других областях, уже исследованных и описанных.

Другого пути не существует, и лишь неудача такой попытки заставляет пересмотреть проблему с самого начала и искать выхода на пути создания совершенно новых представлений.

Оказалось, что за сравнительно непродолжительное время (30 лет для изучения атома и около 20 — для ядра) физика внезапно должна была совершить переход от того, что можно назвать нормальным и привычным этажом нашего опыта, унаследованного от предков, этажом макроскопическим, на котором были созданы все основные понятия, служившие нам до сих пор для объяснения картины мира,— к другим, наиболее глубоким областям действительности, ставшим доступными исследованию благодаря колоссальному развитию экспериментальной техники.

Среди новых представлений о реальности наряду с представлениями о пространстве и времени нужно в особенности остановиться на представлении об отдельном предмете, неподвижном или движущемся, мысленно отделенном от остальной вселенной и, несмотря на все изменения, обладающем индивидуальным и устойчивым существованием.

Это — в сущности субъективное представление об индивидууме, возникшее в человеческом сознании в результате взаимоотношений между людьми, экстраполированное и антропоморфически перенесенное на объект, а также на частицу. Из того уровня поверхностного макроскопического опыта, унаследованного от предков, где образовались эти представления, мы не так давно спустились в нижний этаж, в мир атома, в сферу, окружающую ядро, где мы встретились с электронами, которые вызывают явления испускания и поглощения всех видов светового излучения, включая и рентгеновы лучи, и позволяют на основе представления об их обмене между атомами

объяснить все химические реакции, за исключением тех, в которых играют роль ядерные превращения.

Однако едва только мы свыклись с новой областью и стали понемногу разбираться в новых явлениях, дальнейшие исследования ядра открыли перед нами новый, гораздо более глубокий этаж, область, в которой все явления совершаются в масштабах в 10 000 раз меньших, чем масштабы атома. Совершенно естественно, что, переходя из одного этажа в другой, мы на первых порах пытаемся осмыслить происходящее, используя для этого приемы мышления, оказавшиеся более или менее пригодными в верхнем этаже.

Когда 20 лет назад было открыто ядерное строение атома, ученые решили представить и уточнить его при помощи планетарной модели. Атом представлялся в виде системы, состоящей из центрального положительного заряженного «солнца», заряд которого равен Z элементарных зарядов, окруженного Z «спутниками», роль которых играли отрицательные электроны, обращающиеся вокруг него под действием притяжения положительного заряда «солнца» и отталкивания со стороны отрицательных зарядов других электронов, причем последние действия представлялись аналогичными возмущению одной «планеты», вызванному другими «планетами».

Эта картина представляет собой то, что мы называем атомом Резерфорда — Бора. Теоретические последствия, вытекающие из такого ядерного представления об атоме, впервые были развиты Бором; при этом он натолкнулся на значительные трудности. Чтобы дать представление об этих затруднениях, я воспользуюсь простейшим случаем, с которым Бору пришлось иметь дело в самом начале, а именно случаем атома водорода с одним протоном в центре и одним электроном, обращающимся вокруг него. Здесь пертурбации отсутствуют и налицо лишь притяжение центрального протона.

Согласно классической теории электромагнетизма Максвелла и Лорентца, заряженная частица, когда ей сообщается ускоренное движение, испускает свет и, следовательно, теряет энергию. Электрон, обращающийся вокруг ядра и совершающий по своей орбите движение, необходимо связанное с известным ускорением, должен излучать и в силу этого постепенно терять известную долю своей энергии. По прошествии некоторого времени, которое нетрудно вы-

числить и которое оказывается равным небольшой доле секунды, электрон должен был бы упасть на ядро и нейтрализовать его, образовав то, что, может быть, стало бы нейтроном. Однако, как мы знаем, атом водорода устойчив, и его существование исчисляется, по всей вероятности, миллиардами и миллиардами лет.

С другой стороны, электромагнитная теория предполагает, что излучение, испускаемое электроном при обращении вокруг ядра, должно обладать частотой, равной числу оборотов в секунду. Следовательно, частота этого излучения должна изменяться непрерывно, по мере приближения электрона к ядру в результате потери им энергии, и поэтому излучение должно было бы иметь непрерывный спектр.

Таким образом, мы видим, что планетарная гипотеза приводит к двум выводам, грубо противоречащим опыту: во-первых, предположению о неустойчивости атома, теряющего свою энергию в результате излучения, а во-вторых, к предположению о непрерывности спектра излучения, в то время как хорошо известно, что все атомы, включая атом водорода, имеют прерывные линейные спектры.

Чтобы не порывать с путеводной нитью, которую давала планетарная модель, подчиненная законам механики, Бор прибег к компромиссу. Для этого он использовал представление о квантах излучения, выдвинутое Планком, согласно которому излучение атома или испускание света материей может совершаться только определенными конечными квантами, равными $h\nu$. Бор предложил теорию, вводящую представление о прерывности в ту область, где электромагнитная теория предполагала только непрерывность, и, не порывая с классической механикой, считал необходимым произвести отбор среди бесконечного и непрерывного ряда возможных движений электрона, иначе говоря — квантовать эти движения, как мы сказали бы сейчас, оставляя из них только прерывный ряд, каждый член или терм которого должен соответствовать устойчивому состоянию атома. Бору принадлежит гениальная идея — связать эти устойчивые состояния с термами, введенными в спектроскопию на основе комбинационного принципа для объяснения разностями этих термов

частот различных линий в одном и том же атомном спектре. Предположение, что в атоме поглощение и испускание лучистой энергии совершается путем резких переходов из одного устойчивого состояния в другое (причем квант испускаемой или поглощаемой лучистой энергии равен разности энергий между исходным и конечным состояниями атома), сразу же позволило объяснить тот факт, что частота линии, соответствующей излучению, спектроскопически равна разности между термами, соответствующими двум состояниям атома. Среди непрерывного ряда решений, возможных с точки зрения механики, Бор отобрал те, благодаря которым можно объяснить движения электронов и состояние атома, рассматриваемых как устойчивые; причем он достиг этого при помощи первого, очень простого правила, так называемого правила квантования, которое впоследствии было обобщено и распространено на самые общие случаи системы, состоящей из любого числа электронов.

Таким образом, Бор вынужден был дать неверное толкование электромагнитной теории, предположив, во-первых, что эти выделенные и квантованные движения могут не сопровождаться излучением, что с точки зрения электромагнитной теории недопустимо, а во-вторых, что при известных, правда, еще не выясненных, условиях электроны могут переходить от одного такого квантованного движения к другому с испусканием кванта излучения, если переход совершается от более высокого энергетического состояния к более низкому, или, наоборот,— с поглощением одного кванта внешнего излучения в том случае, когда переход совершается от более низкого энергетического состояния к более высокому. Эта основная идея, трудно допустимая с точки зрения теории, оказалась поразительно плодотворной на практике. Если бы не успешное применение идеи Бора к объяснению атома водорода, последующее развитие квантовой теории и волновой механики, без сомнения, оказалось бы невозможным.

Следовательно, это был переход чрезвычайно полезный, несмотря на всю свою противоречивость и нелогичность, от старых представлений механики и электромагнетизма, явно не приложимых к внутриатомным явлениям, к новым представлениям, более связным и более

соответствующим реальности, которые в настоящее время стремится разрабатывать квантовая электродинамика. Вы знаете, каким образом квантование атома водорода Бором на основе классической механики, а затем еще более ценное квантование Зоммерфельдом того же атома водорода с использованием механики теории относительности привело к интерпретации атомного спектра водорода. Этот замечательный результат сыграл чрезвычайно большую роль в развитии спектроскопии.

Это была, если можно так выразиться, счастливая случайность, оказавшаяся чрезвычайно благоприятной для дальнейшего развития физики. Действительно, результат получился отрицательным при первой же попытке перейти от случая одного электрона, обращающегося вокруг ядра, к случаю двух электронов, например в атоме гелия, ядро которого, представляющее собой α-частицу, имеет два положительных заряда и, следовательно, в неионизированном состоянии — два периферических электрона. Пришлось признать, что квантование в смысле Бора и Зоммерфельда не в состоянии разрешить проблемы внутриатомной динамики.

С этого времени начинается развитие, с одной стороны, того, что известно под названием «квантовой динамики» или динамики матриц Гейзенберга, Борна, Иордана и др., а с другой — в том же направлении — волновой механики, разработанной Луи де Бройлем, Шредингером, Дираком и др.

Вы знаете, в чем состоит исходная идея Луи де Бройля, который в известной степени повторил, но в обратном направлении, а именно в отношении вещества, путь, проделанный в отношении света для объяснения фотоэлектрического эффекта, эффекта Комптона и пр. Наряду со световыми волнами, прекрасно объясняющими ту область оптики, которую можно назвать классическим аспектом, т. е. такие явления, как интерференция, дифракция и пр., пришлось также выдвинуть корпускулярную гипотезу строения света. В настоящее время фундаментальной проблемой, стоящей перед теорией излучения, является синтез, еще не законченный, волновой и корпускулярной концепций (волн и фотонов), из которых каждая в отдельности объ-

ясняет взаимно дополняющие друг друга и в известном смысле противоположные аспекты реальности.

Де Бройль исходил из предположения, что возможный выход из трудностей, в которых очутилась внутриатомная электродинамика, может быть найден путем сочетания волн с частицами, электронами, протонами и пр., подобно тому, как в оптике вынуждены были связать волны с корпускулами. Он предположил, что между энергией частицы, хорошо известной для вещества, и частотой новой волны существует та же связь, которая определяется соотношением Планка. Но в данном случае соотношение используется для того, чтобы частоту волны вывести из энергии частицы, а не как в случае света, когда энергия частицы определяется из частоты волны.

Эта теория, получившая свое дальнейшее развитие благодаря специальной теории относительности, вскоре, как известно, была убедительно подтверждена опытами Дэвисона и Джермера, а также Дж. П. Томсона; они дали наглядное и ощутимое представление о волновом аспекте материи, казалось бы столь далеком, по крайней мере внешне, от корпускулярного аспекта, с такой конкретной реальностью выявленного в опытах Вильсона.

Фотография, полученная Трилья, изображает кольца дифракции рентгеновых лучей при прохождении через тонкую материальную пленку. Расположение дифракционных колец является характерной особенностью молекулярной или кристаллической структуры вещества пленки, причем для одного и того же вещества радиус колец увеличивается с возрастанием длины волны используемого рентгеновского излучения.

Понт получил аналогичную фотографию, заменив рентгеновы лучи катодными. Пучок электронов или электронных волн пропускался через пленку, содержавшую микроскопические кристаллы окиси цинка. Картина по внешнему виду совершенно аналогична той, которая получена с рентгеновыми лучами. Формулы де Бройля позволяют вычислить длины волн, связанных с электронами, исходя из скорости последних, и установить, что дифракционная картина полностью соответствует той, которая получается на основании предва-

рительных вычислений длины волн. С увеличением скорости электронов длина волны уменьшается, и дифракционные кольца сужиbudt.

Таким образом, мы стоим перед фактом двойственной природы как света, так и вещества, проявляющейся в двух аспектах: волновом в одних случаях и корпускулярном — в других.

Бор назвал эти два аспекта «взаимно дополнительными» и даже предложил в этой связи так называемый принцип дополнительности. Должны ли мы примириться с такого рода противоречием, с положением вещей в некотором роде гегелевским, диалектическим, когда мы констатируем наличие противоречий, не реализуя, однако, их синтеза? Безоговорочное принятие такого решения и самоуспокоение представляются мне крайне нежелательными, в особенности, если учитывать основные тенденции нашей науки, которая, наоборот, всегда стремилась к наиболее полному и всеобъемлющему синтезу путем расширения старых представлений или создания новых в тех случаях, когда в этом возникала необходимость.

Такой синтез подготовлен работами ученых, стремившихся в точности выяснить связь между двумя противоположными аспектами, волновым и корпускулярным, в частности работами Борна, который полагает, что связь должна носить статистический характер.

С этой точки зрения, волна — будь то вещества или света — играет роль определителя вероятности присутствия частиц: фотонов в случае света, электронов, протонов и т. д. в случае вещества, иначе говоря, показателя характера распределения частиц на фотографической пластинке по различным полосам интерференции или дифракции, т. е. распределения частиц во времени и пространстве при различных возможных индивидуальных состояниях. Однако такое статистическое представление не может удовлетворять нас, если мы будем сохранять старые корпускулярные концепции и представлять себе электроны, протоны и фотоны как отдельные обособленные предметы или объекты. В таком случае противоречие становится совершенно вопиющим. Гейзенберг, например, шесть лет назад выразил это

создавшееся положение при помощи того, что он назвал «принципом неопределенности» — выражение, на мой взгляд, довольно неудачное, так как оно дает повод к злоупотреблению всевозможными неправильными истолкованиями.

Я хотел бы дать вам некоторое понятие об этом принципе неопределенности. Он представляет собой точный результат сосуществования корпускулярного и волнового аспектов материи. Если, согласно корпускулярной теории, мы характеризуем какую-нибудь частицу по ее положению при помощи некоторой координаты q, то динамика связывает с этой координатой другую сопряженную переменную, а именно, соответствующее количество движения, которое обозначается через p.

С точки зрения классической концепции, полагающей, что частица может быть прослежена по всему пути своего движения, допускают, что координата q может быть определена в любой момент и с любой желаемой точностью, иначе говоря, что погрешность Δq может быть сделана как угодно малой. Эта же концепция предполагает также возможность одновременного определения скорости, а следовательно, и количества движения с бесконечной степенью точности, определяемой сделанной ошибкой Δp. Эти ошибки рассматриваются как независимые друг от друга, причем предполагается, что их произведение может быть сделано как угодно малым.

Наоборот, сущность принципа неопределенности состоит в утверждении, что в один и тот же момент невозможно сразу с бесконечной точностью определить оба элемента и что произведение $\Delta p \cdot \Delta q$ допущенных ошибок ни при каких условиях не может быть меньше постоянной Планка h.

Весьма простое рассуждение дает возможность конкретизировать принцип неопределенности на примере одного специального случая, который я считаю полезным вам привести.

Предположим, например, что мы имеем пучок электронов, из которых каждый обладает скоростью и, следовательно, количеством движения, вполне определенным по величине и направлению. С точки зрения волновой механики это означает, что плоская элект-

ронная волна определенной частоты и длины распространяется в определенном направлении, которое представляет собой направление количества движения и в данном случае предполагается горизонтальным. Электрон, входящий в состав пучка или связанный с волной, может оказаться в любой точке пространства, занимаемого волной. Таким образом, с точки зрения координаты q, которую я предполагаю вертикальной, его положение оказывается неопределенным; Δq очень велико, тогда как количество движения, которое, согласно соотношению де Бройля, равно частному от деления постоянной h Планка на длину волны, вполне точно определено, так же как и длина волны.

Если нам необходимо уточнить положение в вертикальном направлении, мы должны взять две пластинки, расположенные в одной и той же плоскости волны, и сблизить их таким образом, чтобы получить горизонтальную щель, перпендикулярную к направлению распространения. Чем у́же будет эта щель, тем точнее можно будет определить положение электрона в вертикальном направлении, так как в данном случае величина ошибки в определении положения в точности равна ширине щели; Δq оказывается шириной щели.

Однако здесь мы сталкиваемся с экспериментальным фактом дифракции электронных волн. Если пропускать электроны и связанную с ними волну через узкую щель, то мы будем наблюдать дифракцию этой волны, так что и по другую сторону щели мы будем иметь электроны, скорость которых имеет различные направления. Порядок величины отклонения θ, соответствующего этой дифракции в силу законов дифракции, дается отношением длины волн λ к ширине щели Δq, причем величина дифракции возрастает с увеличением длины волны и уменьшением ширины щели. Это означает, что направление количества движения, которое до прохождения через щель было вполне определенным, по выходе из щели становится неопределенным. В вертикальном направлении, которое нас интересует, неопределенность относительно количества движения будет представлена проекцией в этом направлении количества движения, отклоненного на угол θ от горизонтали. Следовательно, неопределенность Δp

будет пропорциональна величине количества движения h/λ, умноженного на угол θ, т. е. на $\lambda/\Delta q$, откуда

$$\Delta p \sim \frac{h}{\lambda}\cdot\frac{\lambda}{\Delta q},$$

т. е.

$$\Delta p \cdot \Delta q \sim h.$$

Это и есть соотношение неопределенности Гейзенберга, полученное как следствие экспериментального факта дифракции электронов.

Этот результат явился отправной точкой для провозглашения крушения детерминизма и утверждения, что частицы любой природы не имеют детерминированного движения, так как невозможно экспериментально установить положение и скорость или количество движения какой бы то ни было частицы в один и тот же момент. Во имя этого принципа индетерминизма стали предаваться самым разнообразным видам интеллектуального разврата, провозглашая «свободу воли» частиц, свободный выбор природы и т. д.; утверждалось, что «... теория квант выявила фундаментальный индетерминизм законов природы. Подчиняясь некоторым статистическим законам, налагаемым волнами, индивидуальный электрон, так же как и фотон, протон, атом или молекула, обладает известным простором действия, известной свободой, изменяемой и ограничиваемой постоянной Планка».

В 1927 г. в Брюсселе Дирак сказал: «Есть известные моменты, когда природа делает выбор». Она делает его как раз в пределах законов, налагаемых статистикой, точно так же, как в демографии мы считаем, что каждый индивид имеет известную степень индетерминированности, известную свободу действий, составляющую моральную свободу; но, вместе с тем, он подчинен статистическим законам: известно, что можно предвидеть с достаточно большой точностью число смертей или даже число самоубийств. Частица — электрон, протон или фотон — оказывается в совершенно аналогичных условиях.

Некоторые ученые шли еще дальше в своей интерпретации. Так,

например, Эддингтон, крупный ученый, в своей книге «Природа физического мира» выражается так: «Можно, пожалуй, сказать в качестве вывода из современной науки, что, начиная с 1927 г., религия стала приемлемой для здравого научного ума... Если оправдается наше предположение, что в 1927 г. Гейзенбергу, Бору, Борну и др. удалось окончательно устранить строгую причинность, то этот год явится, несомненно, одной из самых значительных эпох в развитии научной мысли».

Другие, как, например, Бор, придерживаются выжидательной позиции. Они временно принимают противоречие как выражение другого принципа — «принципа дополнительности». Они утверждают, что волновой и корпускулярный аспекты представляют собой два взаимодополняющих аспекта реальности. Мы сталкиваемся то с одним, то с другим, и не стоит, говорят они, особенно стремиться примирить их друг с другом. Наоборот, возможно, что самое наличие этой двойственности может явиться средством для разрешения некоторых проблем философского порядка.

Нас окружает так называемая инертная материя, управляемая физико-химическими законами, и живая материя, подчиняющаяся законам биологии. Уже давно человечество стремится объединить в одно эти законы, добиться синтеза физико-химии и биологии. В настоящее время приходится слышать такие утверждения: «Вопрос о том, что же в сущности лежит в основе различия между этими двумя аспектами реальности, всегда интересовал человечество. Возможно, что это объясняется тем, что в физико-химических явлениях мы имеем дело с системами, в которых статистические законы немедленно вступают в действие, ограничивая проявления свободы со стороны электронов, в то время как живая природа обладает некими усилителями свободного выбора для известной части электронов. Можно представить себе, что в нашей центральной нервной системе имеются привилегированные области, в которых время от времени выделяющиеся электроны имеют возможность осуществлять свободу выбора. Таким образом, жизнь есть не что иное, как усилительная организация этого выбора».

Подобные выводы кажутся мне скороспелыми. На мой взгляд, дело обстоит отнюдь не так просто. Попытаемся более основательно разобраться в создавшемся положении.

Открытие внутриатомной области при проникновении в первый из нижних этажей познакомило нас со множеством нового: с электронами, квантами, ядрами. Мы вступили в эту область вооруженные несовершенными представлениями, полученными в верхнем этаже на основе приемов мышления, выработанных в основном применительно к механике. Мы рассматривали электроны и другие частицы как своего рода экстраполяцию до крайних пределов малости привычных нам предметов. Наконец, мы предполагали возможным, хотя бы мысленно, следить за движением этих предметов, говорить об их положении и движениях.

Однако опыт показал нам, что в один и тот же момент невозможно точно определить положение и скорость элементарной частицы и что такая постановка вопроса бессмысленна. Отсюда мы делаем поспешное заключение, что в основе законов природы лежит индетерминированность. Не будет ли более правильным допустить, что наше представление об элементарных частицах еще несовершенно и что невозможно составить себе представления о внутриатомном мире путем простой экстраполяции до крайнего предела наших макроскопических представлений о движущемся теле? Из того, что природа не дает нам точного ответа на наши вопросы относительно движущейся элементарной частицы, было бы слишком самонадеянно делать вывод об отсутствии детерминизма в природе. Проще признать: все дело в том, что вопрос поставлен неправильно и что в природе нет такой вещи, как «движущаяся элементарная частица».

Наш вопрос подразумевает разработанное нами самими представление о частице. Если мы не получаем на него ответа, то нечего обвинять в этом природу; не лучше ли изменить постановку вопроса (выражаясь парламентским стилем), что, конечно, труднее, но зато несравненно плодотворнее.

То, что понимается в настоящее время под кризисом детерминизма, представляет собой на самом деле кризис механицизма, который

мы пытаемся приспособить для понимания новой области. Мы убеждаемся, что представления и понятия, которыми мы пользовались в макроскопическом мире, созданные для этого мира и использованные с успехом в течение столь многих поколений, будучи перенесены в область микроскопических величин, оказываются непригодными.

Такая постановка вопроса кажется мне несравненно более интересной.

Таким образом, перед нами открывается мир гораздо богаче того, который представлял себе Паскаль, предполагавший одинаковое строение бесконечно малого и бесконечно большого, различающихся между собой только в масштабе. С этой точки зрения, мы на всех ступенях должны были бы встречать одинаковые аспекты действительности, к которым приложимы одни и те же представления.

Вселенная, таким образом, может быть уподоблена тем японским куколкам, которые вставляются одна в другую,—абсолютно одинаковым, но все более и более уменьшающимся в размерах. К счастью, действительность оказывается гораздо богаче и несравненно интереснее. Каждая новая область, открывающаяся нам в результате успехов экспериментальных знаний, дает нам совершенно новые истины, требующие для своего объяснения творческого усилия теоретической мысли. Я глубоко убежден, что эти усилия должны быть направлены именно по тому пути, который привел нас к столь многим великим открытиям, и что, отказавшись от детерминистической концепции, мы лишили бы науку основного движущего начала, которое до настоящего времени определяло ее силу и ее успехи, веру в познаваемость мира. Ничто в переживаемых нами трудностях не оправдывает и не требует изменения фундаментальных установок, что, по моему мнению, было бы равносильно отречению (от всего того, что определяло завоевания науки в прошлом).

Для подтверждения своей точки зрения я хотел бы указать направление, по которому, по моему убеждению, должна идти наука для того, чтобы выбраться из этих трудностей и осуществить необходимый синтез. Несомненно, выйдя из временных противоречий,

в которых мы сейчас находимся, и перейдя на более высокую ступень, мы столкнемся с новыми противоречиями, которые будут разрешены на основе еще более широкого синтеза. Именно таким путем будет идти мысль человечества в своем усилии постигнуть окружающий нас мир.

Мне кажется, что основной причиной всех наших современных трудностей является введение представления об индивидуальных частицах. Сущность принципа неопределенности заключается именно в утверждении невозможности проследить за движением отдельного электрона, т. е. невозможности представить его себе в качестве отдельного предмета. Поэтому единственным выходом являлся, по-моему, отказ от представления об индивидуальной частице, индивидуальном фотоне или электроне.

Именно произвольное введение представления об индивидууме повлекло за собой все эти парадоксальные выводы относительно индетерминизма и свободы выбора.

Здесь имеет место антропоморфическая экстраполяция, совершенно ненужная и не оправдываемая опытом. Что касается меня, то я глубоко убежден, что в физике, как и в биологии, индивидуальность является следствием сложности структуры и что появление отделимого отличимого индивидуума возможно лишь на определенном структурном уровне. Индивидуализация, возможность опознать предмет и проследить его движение среди других обусловлены наличием известного минимума характерных особенностей, придающих экспериментальный смысл индивидуальности, а это, в свою очередь, предполагает наличие довольно сложной структуры. Мне кажется, что представление об индивидууме не имеет резкой нижней границы и выявляется с возрастающей ясностью по мере усложнения структуры.

Существует много различных аргументов, говорящих в пользу этого представления. Наиболее убедительным, на мой взгляд, является успех того, что мы называем новыми статистиками. Действительно, когда возникла потребность сделать выводы из атомной и молекулярной гипотез, то на первых порах в области физики для этого

была использована кинетическая теория газов, в которой рассматриваются системы, состоящие из большого количества частиц. В зависимости от способа распределения частиц между различными состояниями, в отношении положения и движения, система, составной частью которых она является, может принимать различные конфигурации. Макроскопический вид такой системы представляет собой обычно среднее из всех этих конфигураций. Наоборот, при более детальном рассмотрении мы будем видеть то одну, то другую конфигурацию и сможем констатировать наличие в данной системе флуктуаций, подобных тем, которые являются причиной броуновского движения. Применяя к различным возможным конфигурациям исчисление вероятностей, мы получаем возможность предвидеть поведение сложной системы и имеющих в ней место флуктуаций. Вероятность каждой такой конфигурации, т. е. время, в течение которого она осуществляется, определяется с учетом всех многочисленных частичных элементов, входящих в состав системы. Именно эта оценка относительной вероятности отдельных конфигураций дает нам возможность предвидеть как усредненные эффекты, например, давление газа, так и отклонения от среднего, т. е. флуктуации.

Одна и та же конфигурация системы, характеризующаяся некоторыми определенными значениями макроскопических параметров — механических или геометрических, служащих для ее определения, с точки зрения микроскопической, может осуществляться бо́льшим или меньшим числом различных способов, путем соответствующего распределения составляющих его частиц. Если каждый из этих способов, каждый комплекс рассматривается *априори* как равновозможный, то вероятность данной конфигурации должна рассматриваться как пропорциональная числу способов осуществления этой конфигурации, числу соответствующих ей комплексов.

Это позволяет вычислить вероятность каждой конфигурации и вывести из нее среднюю конфигурацию, а также и возможные отклонения от нее или флуктуации. Эти соображения составляют основу статистической механики.

Творцы статистической механики Больцман и Гиббс, рассмат-

ривая частицы, входящие в систему, как неотличимые одна от другой, все же приписывали им индивидуальность, так как они считали различными комплексы, отличающиеся друг от друга простой переменой мест двух одинаковых частиц. Таким образом, в статистической механике путем рассмотрения перестановок вычисляется так называемое «число комплексов», а следовательно, и вероятность каждой конфигурации для всей системы.

Замечательно, что предвидения этой статистики не подтверждаются опытом.

В настоящее время разработаны новые статистики: статистика Бозе — Эйнштейна и статистика Паули — Ферми, которые отличаются от статистики Больцмана тем, что в них частицам не приписывается индивидуальность. Эти статистики считают, что распределение частиц между различными возможными состояниями может характеризоваться лишь числом частиц, а не индивидуальностью частиц, находящихся в каждом из этих состояний. Два комплекса, отличающиеся между собой только перестановкой двух частиц, рассматриваемых как неразличимые одна от другой, уже не считаются различными. Это вносит изменение в статистику, так как в результате меняется число комплексов, соответствующих любой макроскопической конфигурации, а следовательно, и вероятность, приписываемая этой конфигурации. В новых статистиках индивидуальностью обладают только состояния, в которых могут находиться частицы, а не сами частицы.

Частица (название, которое, впрочем, следовало бы изменить) перестает быть отдельным предметом и превращается просто в степень возбуждения приписываемого ей состояния, причем, естественно, для определения комплекса существенным является только число степеней возбуждения, приписываемых каждому из возможных состояний.

Я хочу при помощи простого примера дать вам представление о глубоком различии между этими двумя типами статистик, которое проявляется в различной вероятности, приписываемой различным макроскопическим конфигурациям, а следовательно, и раз-

личному предвидению, которое должно быть подвергнуто опытной проверке.

Представим себе сосуд, содержащий две молекулы одного и того же газа. Предположим, что сосуд разделен на две равные половины либо реальной перегородкой, снабженной отверстием, вследствие чего молекулы иногда могут переходить из одной части сосуда в другую, либо просто воображаемой перегородкой; в последнем случае переходы будут более частыми. Рассмотрим вероятность конфигураций, которые может принять такая система.

Пусть одно отделение будет справа, а другое слева. С точки зрения эксперимента, приписывание каждому из этих отделений особой индивидуальности вполне оправдано. Что же касается молекул, то я, если буду рассматривать их в качестве отдельных предметов и припишу им особые индивидуальности, обозначу одну из них через A, другую через B. Каждая из них имеет равные возможности находиться в правом или левом отделении. Если рассматривать обе молекулы как независимые одна от другой, то для их совокупности мы получим четыре возможных комплекса:

1) A и B будут находиться одновременно в правом отделении, а левое будет пусто;

2) A будет находиться справа, а B — слева;

3) наоборот, A будет слева, а B — справа;

4) наконец, A и B будут находиться слева.

Эти четыре единственные возможности должны *априори* считаться одинаково вероятными.

Следовательно, мы имеем две возможности для равного распределения молекул между обоими отделениями, и в обоих случаях обе молекулы будут находиться либо справа, либо слева.

Физически это выразится следующим образом: в первую половину времени опыта газ будет распределен равномерно между обеими частями сосуда, затем четверть времени он будет весь сосредоточен в левом отделении и, наконец, последнюю четверть времени — в правом. В этой статистике первая конфигурация оказывается вдвое вероятнее двух остальных, так как ей соответствуют два

комплекса, отличающиеся один от другого перестановкой молекул A и B.

Полученные результаты могут быть использованы для исследования того, что можно назвать флуктуациями вокруг средней конфигурации, соответствующей равным плотностям в обоих отделениях. Нетрудно найти, что среднее квадратичное отклонение (равное корню квадратному из среднего квадрата отклонений) равно для каждого отделения $1/\sqrt{2}$ молекулы.

Признаюсь, когда мне как-то пришлось излагать эту статистическую механику перед моими слушателями в Коллеж де Франс, меня несколько смущала непоследовательность, с которой мы, с одной стороны, утверждаем, что молекулы тождественны и, следовательно, не различимы между собой, а с другой — приписываем им индивидуальность для оценки числа комплексов; это приводит к тому, что комплексы 2 и 3 рассматриваются как различные, хотя из первого допущения и вытекает, что они не отличаются друг от друга и что, таким образом, различие между ними с экспериментальной точки зрения не имеет никакого смысла.

В физике существует одно очень здравое положение, которое, в частности, оказало неоценимые услуги Эйнштейну при разработке им теории относительности. Оно гласит: теория, по возможности, не должна вводить ничего такого, что не имело бы экспериментального смысла и не соответствовало бы, по крайней мере, одному опыту, если и не легко осуществимому, то хотя бы воображаемому. Данное правило применимо как раз к новым статистикам, которые с этой точки зрения имеют значительные преимущества перед прежней. Поскольку мы не способны отличить молекулу A от молекулы B, мы должны рассматривать комплексы 2 и 3 как единый; следует предположить, что имеется только один способ равномерного распределения газа между обоими отделениями.

С этой точки зрения мы должны рассматривать только число молекул, находящихся в каждом отделении, что дает нам три одинаково вероятные возможности *априори*: 1) две молекулы слева и ни одной справа; 2) одна слева и одна справа и 3) ни одной слева и

две справа. Обратите внимание, что, рассуждая так, мы уже не рассматриваем молекулы как отдельные предметы и обращаем внимание только на отделения и число молекул, находящихся в каждом из них. В данном случае молекулы фигурируют только в качестве степеней заполнения каждого из отделений, степеней того, насколько возбуждено состояние, представляемое каждым отделением.

Согласно новым представлениям, каждая из трех возможностей должна быть реализована в течение одной трети времени, и, следовательно, вероятность того, что газ будет равномерно распределен между обоими отделениями, будет равна не половине, а трети.

Новая статистика более выгодна, чем прежняя, для распределений, отклоняющихся от средней конфигурации, и поэтому она дает возможность предвидеть более значительные флуктуации.

Действительно, если при помощи новых значений вероятности вычислить среднее квадратичное отклонение в каждом отделении, то мы найдем, что оно равно $\sqrt{\frac{2}{3}}$ молекулы, а не $\sqrt{\frac{1}{2}}$ молекулы.

Только опыт может сказать, как ведет себя природа — так ли, как предполагает теория, индивидуализирующая отдельные частицы, или же, наоборот, в соответствии с теорией, индивидуализирующей только отделения и состояния, в которых могут находиться частицы. Едва ли стоит говорить, что правильной оказывается вторая концепция, которая не противоречит себе, утверждая, что частицы неразличимы, и вместе с тем не учитывает их перестановок.

Очень интересно проследить экспериментальные следствия новой статистики Бозе — Эйнштейна, заменившей перестановки сочетаниями. Бозе применил ее к фотонам. То, что известно под именем теории Дебая для излучения черного тела, есть не что иное, как одна из форм применения этой статистики.

В примере, приведенном выше, я для простоты рассматривал только два отделения. Можно представить себе гораздо большее число отделений и, чтобы охарактеризовать возможные состояния одной частицы, учитывать не только изменение положений при переходе из одного отделения в другое, но и изменения ее скорости или коли-

чества движения. Это приводит нас к представлению о «фазовом пространстве», разделенном на отделения, или ячейки, каждая из которых имеет конечные размеры, определяемые постоянной h Планка и соответствующие *априори* одинаково вероятному состоянию частицы. Для характеристики комплекса статистика Бозе — Эйнштейна пользуется только числом частиц, занимающих каждую ячейку, причем частица играет роль степени возбуждения состояния соответствующей ячейки, а не роль отдельного предмета.

Прилагая это рассуждение, например, к электромагнитному излучению, находящемуся в тепловом равновесии в сосуде, можно найти экспериментальное распределение излучения черного тела. Это излучение можно представить, как сделал Джинс, в виде совокупности стоячих электромагнитных волн, из которых каждая соответствует одной ячейке фазового пространства, одному из возможных состояний фотона внутри сосуда.

Если предположить, что этим различным состояниям соответствуют возбуждения прерывного характера, обусловленные присутствием целого числа фотонов в каждом состоянии, и если не приписывать индивидуальности фотонам, то, применяя новую статистику к излучению, мы в точности приходим к формуле Планка, подтвержденной опытом, между тем как, предполагая индивидуальность у фотонов и применяя к излучению черного тела статистику Больцмана — Гиббса, мы приходим к формуле Вина, противоречащей данным опыта.

По-видимому, сказанное остается справедливым также и для газов. Применение статистики Бозе — Эйнштейна к молекулам газа дает возможность предвидеть вырождение газа, т. е. отклонения от закона идеального газа, которые в случае обыкновенных газов не могут быть проверены экспериментально.

При переходе от фотонов, атомов или нейтральных молекул к электронам статистика Бозе — Эйнштейна оказалась несостоятельной и была заменена третьего рода статистикой; последняя также отрицает индивидуальность отдельных электронов, но она, кроме того, вводит дополнительное представление, так называемый «принцип

запрета» Паули, в силу которого каждое возможное состояние электрона, каждое стационарное состояние электронных волн де Бройля или Дирака может соответствовать либо нулю, либо одному электрону. В электронной ячейке фазового пространства в отделении, соответствующем каждому из этих возможных состояний или стационарных волновых модусов, может находиться самое большее один электрон, так что возможно либо нулевое возбуждение, либо одна степень возбуждения.

Принцип запрета Паули сводится, таким образом, к утверждению взаимной непроницаемости электронов в соответствующем фазовом пространстве, между тем как для фотонов ничего подобного не наблюдается. Ячейки, соответствующие отрицательным энергетическим состояниям Дирака, о которых я уже упоминал, нормально заполнены по всему пространству электронами. Когда одна из этих ячеек такого рода состояния делается свободной, уровень его возбуждения становится равным нулю вместо единицы, в результате чего мы имеем «дырку», или позитрон. Наличие в металлах свободных электронов объясняет их электропроводность, так же как и другие свойства, в частности диамагнетизм и не зависящий от температуры парамагнетизм некоторых металлов. Прилагая к свободным электронам статистику Паули, удалось найти замечательное объяснение этого парамагнетизма, не зависящего от температуры, долгое время остававшегося загадкой для физиков. Важность победы новой статистики для нас несомненна, ибо она представляет собой еще одно экспериментальное доказательство в пользу утверждения, что фотоны, электроны и протоны не могут рассматриваться в качестве отдельных предметов, а это в свою очередь полностью подтверждает те выводы, которые я считаю необходимым сделать из принципа неопределенности.

В этой связи не менее важно другое соображение: постоянная Планка h интерпретируется как величина, фиксирующая границы области элементарных частиц, в которой господствует индетерминированность и где даже чисто статистические законы причинности теряют свою применимость. Эта индетерминированность кажется

мне удивительно детерминированной, если учесть, что постоянная h известна нам с точностью до тысячной.

Появление этого h, которое, по-видимому, играет основную роль в глубочайших законах природы, с которым связано с такой точностью столь много важнейших явлений, должно, казалось бы, стимулировать стремление узнать что-нибудь больше о том, что собой представляет эта константа, а не отказываться от научного подхода в тот момент, когда он более всего необходим и может оказаться исключительно плодотворным. Мне кажется, недостаточно сказать, что «h определяет индетерминированность». Успехи волновой механики лишний раз доказывают нам необходимость оставаться верными основному принципу физического исследования, заключающемуся в непрерывном и неуклонном движении вперед в исследовании детерминизма.

На основании всего сказанного выше можно заключить, что состояние современной физики должно быть признано вполне удовлетворительным. Мы обладаем громадным и быстро увеличивающимся запасом новых экспериментальных фактов. Большая часть из них уже классифицирована, причем разработаны возможности точного предвидения, которые, хотя и могут быть названы статистическими, тем не менее далеко превосходят все то, что мы могли себе представить и на что могли надеяться.

На практике наша наука в своем развитии использует попеременно то волновые, то корпускулярные представления. Есть обширная область, в которой мы с полным правом употребляем концепцию частиц, подтверждая наши теоретические построения прекрасными фотографиями Вильсона. С другой стороны, мы с тем же основанием можем пользоваться волновыми представлениями, и в этом случае наши построения находят подтверждение в прекрасных снимках дифракции электронных волн.

Вместе с тем не следует забывать, что дальнейшее развитие этих представлений наталкивается на величайшие затруднения, которые как по форме, так и по существу связаны с введением во внутриатом-

ную область представления об индивидуальной частице. В своем изложении я пытался показать, что только отказ от этой концепции, все еще в сильной степени насыщенной антропоморфизмом, или коренная их переработка могут обеспечить необходимый синтез, способный объяснить одновременно корпускулярный и волновой аспекты реальности.

Наличие этих трудностей, значение которых возрастает в соответствии с уже достигнутыми или еще предстоящими успехами, не должно нас удивлять. Мы вынуждены пользоваться привычным оружием из умственного арсенала, накопленного в течение ряда веков, имея перед собой задачу интерпретации целого мира совершенно новых фактов, связанных прежде всего с этим первым нижним этажом, с областью физики атома.

Между тем, за этой областью перед нами открывается другая более глубокая область физико-химии ядра, и мы убеждаемся, что то, чтó было справедливо в первой, оказывается уже неприложимым во второй, по крайней мере поскольку дело идет об электронах. Возможно, что при переходе в эту новую область нас ожидает не меньше сюрпризов, чем при переходе от макроскопической физики к физике атома. Это означает необходимость создать новые орудия, подобно тому как предшествующие поколения создавали орудия, которыми мы пользуемся в настоящее время. Созданные ими представления кажутся нам простыми и конкретными только потому, что мы к ним привыкли. Однако на самом деле это — нередко лишь иллюзия. Концепция изолированного объекта по существу представляет собой величайшую абстракцию; она является синтезом, произведенным предшествующими поколениями из огромного количества разнородных явлений и ощущений — различных и иногда даже противоречивых, ощущений осязания и ощущений зрения, индивидуальных и коллективных. Концепция отдельного объекта позволяет нам не только группировать и синтезировать данные индивидуального опыта, но также и сообщать их друг другу, сравнивая и обобщая таким образом наши человеческие представления.

Когда я смотрю на какой-либо предмет, то представление о нем

вызывает в моем сознании тот аспект, который этот же предмет может иметь для Перрена, находящегося передо мной в данный момент, но, возможно, что одним и тем же он будет только для меня. Здесь мы имеем дело с построением, которое вначале представляло собой абстракцию и приобрело конкретность только с течением времени, по мере пользования им. Конкретное есть не что иное, как абстракция, ставшая привычной. Концепция отдельного предмета, бывшая вначале абстракцией, произвольно выхваченной из вселенной, стала для нас настолько привычной, что, по мнению многих, без нее невозможно получить основу для создания картины мира. Некоторые полагают, что частица, т. е. экстраполяция, доведенная до предела в представлении об отдельном предмете, лежит и всегда будет необходима нашему интеллекту для объяснения реальности. Что касается меня,то я более оптимистически оцениваю творческие возможности эволюции нашего разума.

В результате привычки, создаваемой длинным рядом поколений, конкретизируется не только представление изолированного объекта: и теперь мы можем видеть, как по мере создания привычных ассоциаций, обогащаемых образами прошлого, постепенно конкретизируются даже чрезвычайно абстрактные и трудно ассимилируемые концепции.

В качестве примера я воспользуюсь понятием о потенциале. В дни моей юности о нем не было и речи; затем о нем стали изредка упоминать, правда, с большой осторожностью. Мой предшественник по кафедре в Коллеж де Франс проф. Маскар первым ввел его в читаемый им курс, за что был осмеян аббатом Муаньо в журнале «Космос», в котором Маскар был назван донкихотом и рыцарем потенциала. Теперь это представление подкреплено необходимыми знаниями, мы с ним свыклись; и когда мы говорим о разности потенциалов между двумя электрическими полюсами, мы хорошо понимаем, о чем идет речь. Это представление ассоциируется в нашем сознании с рядом интеллектуальных или физиологических опытов, которые конкретизируют то, что раньше абстрактно определялось интегралом, взятым вдоль линии между двумя точками поля. Любой элект-

ромонтер теперь прекрасно знает, что это представление о величине, измеряемой в вольтах, связано с тем, что при определенных условиях он может почувствовать удар в момент прикосновения к полюсам и что лампа, помещенная между ними, накаливается докрасна, светится или перегорает, а вольтметр показывает отклонение. Электромонтер настолько свыкся с конкретными проявлениями разности потенциалов, что даже придумал для нее специальное жаргонное словечко — «сок» (jus); а это с очевидностью доказывает, что данное представление потеряло для него всякую абстрактность.

С подобными же трудностями встретилось в дни моей юности введение в научный обиход понятия об энтропии. Это понятие впервые появилось в абстрактной форме в виде интеграла, взятого по обратимому пути. Очень долго энтропия оставалась пугалом для физиков. Теперь это понятие стало для нас привычным, с одной стороны, благодаря статистической интерпретации, как меры вероятности состояния системы, с другой — вследствие использования паров воды в технической термодинамике; основанное на энтропийной диаграмме, использование паров воды способствовало конкретизации этого понятия в сознании инженеров, которые могут со всей наглядностью проследить его эволюцию на протяжении ряда превращений работающей жидкости или химической системы.

Мы должны допустить, что атомной и ядерной физике предстоит пережить аналогичный процесс. Максимально используя интеллектуальное оружие, перешедшее к нам от предшествующих поколений, мы должны быть уверены в том, что в результате длительных столкновений с опытом абстрактные потенциальные представления, содержащиеся в уравнениях новой динамики и которые мы должны будем раскрыть, а также совершенно новые, которые могут быть введены в будущем, постепенно приобретут конкретный характер.

Выше я упоминал о ряде индивидуализируемых состояний. Их можно представить в виде совокупности стационарных колебаний или ячеек фазового пространства, которые могут быть возбуждены или заполнены прерывным образом; каждая из них соответствует присутствию одной частицы, причем две одинаковые частицы так же

неотличимы одна от другой, как две последовательные ступени возбуждения. Конечно, все это звучит еще довольно абстрактно. Мне представляется, однако, что на этом пути нам удастся постепенно выработать стройную, логическую концепцию, в которой индивидуум займет подобающее ему место и при помощи которой мы избегнем затруднений, связанных с пользованием старой статистикой, планетарной концепцией атома и принципом неопределенности. А главное, нужно не терять веры в способность человеческого ума приспособляться к обстоятельствам, способность, столько раз проверенную на опыте.

Я стремился дать вам живую картину положения физики на сегодня, со всеми ее светлыми и темными сторонами. К счастью, света очень много, а тени таят в себе богатые возможности. И мы должны быть благодарны тем, кто углубляется в эти неведомые области для открытия еще неизведанных возможностей и создания более тонких и мощных орудий познания действительности на благо человечества.



СОВРЕМЕННАЯ ФИЗИКА И ДЕТЕРМИНИЗМ [1]

Вот уже 12 лет как атомная физика непрерывно развивается и в области экспериментального исследования атома и в области теоретической интерпретации фактов. В области теории этот период ознаменовался развитием теории *квант* и *волновой теории*.

Развитие теории квант и, в частности, пресловутого принципа неопределенности послужило поводом к возобновлению дискуссий, которые в начале XX столетия сопутствовали первым успехам современной атомной теории.Снова встал вопрос о кризисе в физике. Идеалистические философы и примыкающие к ним физики, как Эддингтон, Джинс, Иордан, Дирак и др., снова утверждают, что современные успехи физики являются доказательством того, что реальный мир, независимый от нашего мышления, не существует, что в стремлении к познанию реальности мы наталкиваемся на непреодолимые препятствия,что причинность и детерминизм следует искать лишь в нашем сознании и что они сохраняют свою справедливость только в пределах известных границ, вне которых существует лишь индетерминизм самих фактов. Эти проблемы, и в особенности последняя, развивались в многочисленных комментариях, посвященных выдвинутому Гейзенбергом соотношению неопределенности. В нем комментаторы хотели видеть признание самой физикой наличия предела научного познания вообще и ценности детерминизма в частности. Эти положения как исходящие от физиков, так и выдвинутые философами, были сформулированы с такой поспешностью, что сделанные ими на основании этих положений предсказания вскоре оказались опровергнутыми самым категорическим образом.

Так, например, в годы, непосредственно следовавшие за провозглашением принципа «неопределенности», нашлись физики, не остановившиеся перед утверждением, будто наше познание атома не сможет превзойти уровня, достигнутого около 1931 г. К тому времени мы уже были знакомы с атомом, знали о существовании ядра, но его структура была еще неизвестна. Однако эта «ограниченность познания» не помешала тому, что с тех пор законы атомной физики были разработаны с такой точностью, что в настоящее время эта новая глава физики по точности не уступает небесной механике Лапласа. Одновременно достигнуты большие успехи в деле изучения якобы непознаваемого атомного ядра. Таким образом, возникла новая область физики — *физика ядра*.

Это показывает, что на пути нашего познания вещества нет никаких непреодолимых границ. Подобным же образом нет никаких оснований утверждать, что атомная область является отрезком реальности, в котором отсутствует объективная причинность, и где течение событий не подчиняется никакой детерминированности. Все подобные выводы основываются в действительности на неправильном истолковании приобретенных нами знаний. Это с очевидностью раскрывается при рассмотрении истории развития современной атомной физики.

В течение 30 лет мы перешли от изучения предметов макроскопического мира нашего масштаба, где были созданы все основные представления, которыми оперировала до сих пор наша наука, в более глубокие области реального, ставшие доступными познанию и изучению в результате непрерывного совершенствования экспериментальных методов. Первой открывшейся нам областью была область, окружающая ядро атома, где мы обнаружили и изучили электроны, дающие начало явлениям испускания и поглощения света и позволяющие объяснить законы химических реакций обменом электронов между атомами. Затем мы перешли к исследованию области самого ядра. Естественно, что, переходя из одного этажа в другой, физики пытались применить для познания новых явлений те представления, которые были с успехом использованы в первом.

Открыв около 25 лет назад ядерное строение атома, мы пытались представить его в виде планетарной модели, т. е. мы рассматривали атом как систему, состоящую из центрального положительно заряженного солнца (ядра атома), окруженного известным числом спутников в виде отрицательно заряженных электронов, обращающихся вокруг него под действием силы притяжения положительного ядра и сил отталкивания других электронов; при этом последнее действие аналогично возмущению движения одной планеты под влиянием движения других планет. Таким образом, атом мыслился в виде миниатюрной солнечной системы, к которой, казалось, была приложена лапласовская концепция детерминизма: если в какой-либо момент заданы положение и скорость каждой входящей в состав атома частицы, то этим полностью определяется все его последующее поведение.

Заслуга теоретического развития следствий, вытекающих из принятия такой концепции атома, принадлежит Бору. Однако на этом пути сразу же пришлось натолкнуться на значительные трудности. Согласно представлениям механики Лапласа, для электрона должны были быть возможны все орбиты. Другими словами, атом, с этой точки зрения, может иметь любые размеры: здесь имеется неопределенность. Между тем, из опытов мы знаем, что все атомы одного и того же химического элемента имеют в точности одинаковые размеры. Впрочем даже если представить себе, что в некоторый данный момент все атомы имеют одинаковые размеры, мы все равно наталкиваемся на трудности, особенно наглядно выявляющиеся на примере простейшего случая — атома водорода, который состоит из ядра, несущего один положительный заряд (или протона), и одного электрона, обращающегося вокруг него. В этом случае возмущения со стороны других электронов отсутствуют и действует только притяжение центрального ядра.

Оказалось, что в этой области приложение электромагнитной теории Максвелла и Лорентца, которая в других областях дает столь удивительное по простоте и единству объяснение явлений света, электричества и магнетизма, наталкивается на фундаментальные

затруднения. Во-первых, согласно теории Максвелла — Лорентца, заряженная частица, обладающая ускорением, должна испускать свет и, следовательно, терять известную долю своей энергии. Но электрон, обращающийся вокруг своего ядра, обладает постоянным ускорением и потому должен непрерывно терять энергию. Вследствие этого орбита электрона должна непрерывно приближаться к ядру вплоть до того момента, когда электрон, исчерпав всю свою энергию, упадет на ядро, прекращая тем самым существование атома. Как показывает вычисление, все это должно занять ничтожную долю секунды. Между тем, мы знаем, что атом водорода стабилен и существование его определяется, по всей вероятности, миллиардами лет.

С другой стороны, та же теория утверждает, что излучение, испускаемое электроном при его обращении вокруг ядра, должно по частоте равняться числу оборотов в секунду. А это значит, что по мере того как электрон приближается к ядру, теряя при этом энергию, частота излучения должна непрерывно изменяться. Следовательно атом не может испускать свет определенного цвета; свет, излучаемый атомом, будет непрерывно менять свой цвет, т. е. будет обладать *непрерывным спектром*.

Таким образом, приложение электромагнитной теории к планетарному атому приводит к двум следствиям, находящимся в грубом противоречии с опытом: во-первых, к предположению о нестабильности атома, быстро теряющего свою энергию в результате излучения, и, во-вторых, к предположению о непрерывности атомных спектров, между тем как хорошо известно, что все атомы, в том числе атомы водорода, обладают прерывным линейчатым спектром.

Для выхода из затруднения Бор предложил воспользоваться представлением о *квантах излучения*, выдвинутым Планком в 1900 г., согласно которому излучение света атомом или энергии веществом совершается лишь конечными порциями — квантами. Если ν — частота этого света, то испускаемая световая энергия будет равна целому кратному от $h\nu$, где h — чрезвычайно малая мировая константа, знаменитая *постоянная Планка*. Бор пришел к выводу, что

необходимо ввести представление о прерывности там, где электромагнитная теория знала лишь непрерывность. Не порывая окончательно с классической механикой, он счел необходимым произвести отбор среди непрерывного ряда возможных движений, допустимых для электрона с точки зрения последней, и сохранить лишь прерывный ряд, каждый член которого соответствует стабильному состоянию атома, т. е. произвести то, что мы теперь называем *квантованием* движения. Каждое из этих стабильных состояний должно было соответствовать одному из термов, введенных спектроскопистами для изображения, с помощью разности между ними, частоты различных линий в атомных спектрах (*комбинационный принцип*). Далее Бор предположил, что атом может испускать или поглощать излучение только при переходе из одного стабильного состояния в другое, причем количество излучаемой или поглощаемой энергии должно быть равно разности между энергиями атома в исходном и конечном состояниях, в соответствии с экспериментальным фактом, согласно которому частота линии, соответствующей излучению, спектроскопически равна разности между термами, соответствующими этим двум состояниям атома. Отбор среди непрерывного ряда возможных, с точки зрения классической механики, решений, соответствующих внутриатомным движениям, рассматриваемым как стабильные, был произведен Бором при помощи чрезвычайно простого правила *квантования*, которое в дальнейшем пытались распространить также и на случай атома с любым числом электронов.

Таким образом, представления Бора вступали в противоречие с электромагнитной теорией, так как он допускал, что эти «привилегированные» движения могут не сопровождаться излучением, и что в известных, весьма загадочных условиях, электроны могут переходить от одного квантового движения к другому либо с испусканием света, если переход происходит с более высокого энергетического уровня на более низкий, либо наоборот, с поглощением кванта падающего света, если переход совершается с более низкого на более высокий энергетический уровень.

Однако блестящий успех теории Бора для случая водородного атома заставил физиков пройти мимо этого противоречия. Это было полезным переходом от старых представлений механики и электромагнетизма, оказавшихся явно недостаточными для объяснения внутриатомных явлений, к новым представлениям, более адекватным реальности и получившим свое дальнейшее развитие в квантовой теории и в волновой механике. Как известно, квантование водородного атома Бором на основе ньютоновской классической механики, и, в еще большей степени квантование этого атома Зоммерфельдом с использованием новой механики, введенной теорией относительности, дало возможность полного истолкования атомного спектра водорода и обусловило дальнейшее блестящее развитие спектроскопии.

Итак, мы видим, что, согласно прежним представлениям, размеры атома были совершенно неопределенны, что противоречило опыту. Введение представления о кванте действия h дало возможность фиксировать размеры атома: они *детерминируются* именно величиной h. Если некоторые полагают, что именно величина h детерминирует пресловутый «индетерминизм» атома, как мы увидим ниже, уже этот простой факт заставляет нас усомниться в правильности такого вывода.

Однако, как мы уже упоминали, первоначальная теория Бора была далеко еще не совершенна. Попытки приложения ее к атомам более сложным, чем атом водорода, встретили затруднения, которые вначале казались совершенно непреодолимыми. Тем не менее прошло всего лишь несколько лет колебаний и мы теперь видим постепенное развитие, с одной стороны, *квантовой механики* Гейзенберга, Борна, Иордана, Дирака, а с другой, в тесном взаимодействии с ней,— *волновой механики* благодаря трудам Луи де Бройля, Шредингера и др.

Напоминаем, что под именем *квантовой механики* понимается совокупность работ, посвященных систематическому учету кванта действия при изучении атомных систем.

Подобно классической механике, квантовая механика занимается

изучением величин, а именно скоростей и положений материальных точек. Однако в то время как в классической механике положения и скорости выражаются при помощи алгебраических чисел, в квантовой механике для их выражения используются числа высшего порядка, так называемые *матрицы*. Это особого рода таблицы, представляющие собой совокупность значений, которые рассматриваемая величина может принимать прерывно.

Физический смысл этого различия заключается в том, что классическая механика рассматривает положения и скорости, могущие принимать различные значения независимо друг от друга, между тем как в квантовой механике скорости и положения уже не могут принимать любые значения, но изменяются *дискретно* — в соответствии с постоянной Планка.

Не следует, однако, думать, что между классической и квантовой механикой существует абсолютное противоречие. Классическая механика представляет собой частный случай квантовой механики, случай, в котором постоянной Планка можно пренебречь. Классическая механика является отображением известного уровня нашего познания реальности, познания, которое в квантовой механике оказывается более углубленным. Утверждение, будто мы открыли, что классическая механика оказалась «ложной», не соответствует действительности; мы только обнаружили границы ее приложимости и нашли способ переступить их.

Что касается волновой механики, то известно, в чем состояла исходная мысль Луи де Бройля: он в приложении к веществу как бы проделал путь, обратный тому, который был проделан при изучении света. Действительно, наряду со световыми волнами, прекрасно выражающими одну сторону оптических явлений — ее классический аспект (интерференцию, дифракцию и пр.), оказалось необходимым для объяснения новых явлений, как фотоэффект, эффект Комптона и др., принять также и гипотезу о корпускулярном строении света. Основной задачей теории излучения является именно нахождение необходимого синтеза этих двух представлений — волнового и корпускулярного, *волн* и *фотонов* (или световых частиц), объясняющего

различные аспекты реальности. В этой связи полезно сделать несколько замечаний особенно потому, что именно здесь мы находимся у самого источника пресловутого «принципа неопределенности».

История теорий света показывает, что для объяснения света физики попеременно пользовались то волновыми, то корпускулярными представлениями. Корпускулярная теория излагалась еще Лукрецием; в XVII и XVIII вв. Гюйгенс и Ньютон поддерживают первый волновую, а второй корпускулярную теорию; последняя безраздельно господствует в физике вплоть до появления *механической* волновой теории эфира Френеля, в свою очередь уступающей место *электромагнитной* волновой теории Максвелла.

Корпускулярная теория в ее первоначальном виде относилась к наиболее простому свойству света — его распространению по прямой линии. Однако через некоторое время стало очевидно, что эта теория не в состоянии объяснить многих более сложных явлений, например явлений дифракции. Поэтому она была заменена теорией Френеля, которая наряду с объяснением прямолинейного распространения объясняет явления дифракции и интерференции. Но и эта теория также не была свободна от затруднений, и ее заменила электромагнитная теория Максвелла, которая объясняла те же явления, что и теория Френеля, и, кроме того, обнаруживала тесную связь между световыми явлениями и явлениями электричества и магнетизма.

Эта теория добилась блестящих успехов — достаточно напомнить опыты Герца с электромагнитными волнами. Но она натолкнулась на трудности при переходе, в результате успехов в экспериментальных исследованиях, к изучению излучений очень малой интенсивности. Именно к этому времени относится появление квантовой теории света, которая ставила себе целью объяснить одновременно то, что так прекрасно объясняла теория Максвелла, и новые квантовые явления. Совершенно очевидно поэтому, что когда мы говорим о существовании световых частиц, *фотонов*, то здесь не может быть и речи о возвращении к ньютоновским представлениям в их чистом виде: электромагнитная теория является необходимым, но пройденным

этапом, и фотон носит на себе отпечаток ее влияния. Впрочем мы уже знаем, что электромагнитная теория наталкивается на затруднения в случае света очень высокой частоты; однако в настоящее время трудно предугадать, каков будет путь дальнейшего развития наших представлений.

Как бы то ни было наши сведения относительно свойств света постепенно расширяются. Достаточно напомнить, что всего лишь несколько лет назад нам удалось с очевидностью доказать превращение света в вещество и обратно. Поэтому попытка вывести из этой смены теоретических воззрений утверждение о невозможности познания представляется противоречащей самому духу науки и всему ходу ее развития.

Кроме того, следует заметить, что детерминизм корпускулярной теории отличается от детерминизма волновой теории. Так, детерминизм волновой оптики, определяющей совокупную картину интерференции или дифракции, значительно отличается от детерминизма геометрической оптики, фиксирующей положение каждой световой частицы (светового луча) в отдельности. Этот факт достаточен, чтобы показать, что в области волновой оптики детерминизм сильно отличается от механического детерминизма Лапласа.

Ниже мы покажем, что это в равной степени справедливо в приложении к веществу.

Поиски теории атома, согласующейся со всей совокупностью известных уже фактов, привели, как мы уже видели, к развитию квантовой механики. Те же соображения привели Луи де Бройля к разработке волновой механики путем связывания волн с различными частицами (электронами, протонами и пр.), подобно тому как в оптике пришлось частицы связывать с волнами. Затем Луи де Бройль использовал упомянутое выше соотношение Планка, выражающее зависимость между энергией и частотой волны, чтобы, следуя по пути, обратному тому, который был принят при изучении света, вывести частоту волны из энергии частицы.

Эта идея, развитие которой стало возможным благодаря специальной теории относительности, нашла немедленное подтверждение

в опытах Дэвисона и Джермера, а также Дж. П. Томсона, выявивших волновой аспект вещества, так сильно отличающийся, по крайней мере внешне, от его «классического» корпускулярного аспекта. Таким образом, мы убеждаемся в том, что как свет, так и вещество двойственны по своей природе волновой в одних случаях, корпускулярной — в других. Попыткой обобщения этих двух аспектов явилась разработка *статистических* представлений. С точки зрения этих концепций, волна света или вещества определяет вероятность наличия частиц (фотонов — в случае света; электронов, нейтронов, протонов и пр.— в случае вещества), распределение этих частиц на фотографической пластинке в полосах интерференции и дифракции, а также распределение их в пространстве или во времени между возможными индивидуальными состояниями.

Но такая статистическая концепция полностью противоречит прежним *механическим* корпускулярным представлениям. Это дало возможность Гейзенбергу 12 лет назад выразить создавшееся положение в форме «принципа неопределенности», названия, которое я считаю довольно неудачным, поскольку оно дало повод к неправильным истолкованиям и основание для вредной интерпретации.

Попытаюсь дать здесь понятие о «принципе неопределенности». Он представляет собой как раз следствие сосуществования двух аспектов, корпускулярного и волнового. Мы знаем, с точки зрения корпускулярной теории, что если мы характеризуем положение частицы координатой q, то, по законам динамики, эта координата оказывается связанной с сопряженной переменной, а именно — количеством движения, обозначаемым через p. Классическая теория принимает, что q может быть определено в любой момент с любой желаемой точностью и что ошибка q, возможная при ее определении, может быть сделана бесконечно малой. Та же теория предполагает возможность одновременно определить скорость, а следовательно, и количество движения p также с любой степенью точности.

Ошибки Δp и Δq при определении количества движения и координаты рассматриваются как независимые друг от друга и допускается, что их произведение может быть сделано сколько угодно малым.

Напротив, сущность «соотношения неточности» заключается в утверждении, что невозможно в один и тот же момент определить с безграничной точностью p и q и что произведение ошибок $\Delta p \cdot \Delta q$ ни в коем случае не может быть меньше постоянной Планка h. Вот как для простого случая представляется этот «принцип недетерминированности».

Представим себе пучок электронов, скорость которого вполне определена по величине и направлению, являющемуся в данном, например, случае горизонтальным. На языке волновой механики это означает, что плоская электронная волна вполне определенной частоты и длины распространяется в указанном направлении. Входящий в состав пучка электрон может находиться в любой точке пространства, занимаемого волной. Рассмотрим его вертикальную координату q. Так как положение нашего электрона неопределенно, то q очень велико. Для получения большей точности определения положения в вертикальном направлении нужно взять две пластинки и сдвигать их таким образом, чтобы получалась горизонтальная щель, перпендикулярная направлению распространения. Чем у́же будет эта щель, тем более точным будет определение положения электрона в вертикальном направлении, и, действительно, ошибка Δq будет равна ширине щели.

Однако прохождение электрона и связанной с ним волны через узкую щель должно сопровождаться дифракцией (аналогично тому, как это имеет место для световой волны). При этом за пределами щели направление скоростей электронов будет различно, тогда как до встречи со щелью оно было параллельным. Порядок величины отклонения θ, соответствующего этой дифракции, по законам той же дифракции, дается отношением длины λ электронной волны к ширине щели Δq.

Дифра́кция возрастает с увеличением длины волны и уменьшением ширины щели. Это означает, что количество движения, горизонтальное до прохождения через щель, после прохождения ее вообще меняет направление. В вертикальном направлении неточность в определении количества движения будет равна составляющей

количества движения в этом направлении, отклоненного на угол θ. Так как, согласно основному соотношению де Бройля, количество движения равно h/λ, то неопределенность Δp будет равна

$$\Delta p = \frac{h}{\lambda} \cdot \theta = \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\Delta q},$$

откуда $\Delta p \cdot \Delta q = h$.

Это и есть *соотношение неточности* Гейзенберга, выведенное им как следствие экспериментального факта дифракции электронных волн. С этим соотношением мы встречаемся при каждой нашей попытке максимально уточнить положение электрона с помощью прибора, аналогичного микроскопу,— это известный *микроскоп Гейзенберга*. Мы направляем пучок света на электрон, последний возвращает его в направлении наблюдателя, и точка на окуляре микроскопа, где образуется светящееся пятно, указывает положение электрона в данный момент. Чем меньше пятно, тем выше точность определения положения электрона. Между тем, известно, что размеры светящегося пятна, опять-таки в силу дифракции, определяются длиной волны используемого света.

Если мы желаем определить положение электрона с большей точностью, необходимо уменьшить до минимума размеры пятна и, следовательно, использовать свет возможно более короткой длины волны. Между тем, по квантовой теории в этом случае энергия кванта света должна быть очень высока. При столкновении с электроном последний испытает очень сильную отдачу, которая будет тем больше, чем короче длина волны. Поэтому, если бы мы решили определить положение электрона с бóльшей точностью, нам не удалось бы с точностью определить его скорость вследствие отдачи. Наоборот, если бы мы решили очень точно узнать скорость электрона, для этого достаточно было бы осветить его светом с очень большой длиной волны и измерить изменение последней под действием электрона (эффект Допплера). Однако в таком случае размеры дифракционного пятна колоссально возрастут и определение положения электрона будет весьма неточное. В данном случае, как и в предыдущих, $\Delta p \cdot \Delta q = h$.

Этот вывод и явился отправной точкой для провозглашения *банкротства детерминизма*. Утверждалась недетерминированность частицы любой природы, поскольку невозможно одновременно экспериментально определить положение и скорость любой частицы. Это сводилось к утверждению возможности одного только лапласовского детерминизма. С того момента как последний оказался неприложимым в новой, впервые изучаемой области, объявляется невозможным детерминизм вообще. Мы видели, однако, что уже изучение только волнового аспекта света ставит нас перед наличием детерминизма, в значительной степени отличающегося от лапласовского. Здесь достаточно будет вспомнить о многочисленных попытках конца прошлого века, предпринятых с целью «механического объяснения» теории Максвелла.

Неприложимость лапласовского детерминизма была воспринята как достаточное оправдание для рассуждений о «свободе воли электронов», о «свободном выборе», который делает природа в том или ином случае. Электрон уподоблялся человеческому индивидууму.

Эти толкования зашли настолько далеко, что Эддингтон в своей книге «Природа физического мира» говорит: «В качестве вывода из этих аргументов, доставляемых современной наукой, можно пожалуй сказать, что религия стала приемлемой для разума рассудительного ученого, начиная с 1927 г.... Если оправдается наше предсказание, что 1927 год будет свидетелем окончательного исключения строгой причинности Гейзенбергом, Бором, Борном и др., то этот год наверное будет знаменовать одну из величайших эпох в развитии научной мысли». Новая книга Иордана «Физика XX века» (1938) изобилует категорическими формулировками вроде следующих: «ликвидация материализма», «совершенно новая позитивная возможность гарантировать верующему его жизненное пространство (Lebensraum!), не вступая в противоречие с научной мыслью», «отказ от объективности» и пр.

Были сделаны также попытки (именно Иордан особенно настаивал и на этом пункте) использовать принцип неопределенности

также и для разрешения некоторых трудных проблем совершенно иного порядка.

Нас окружает так называемая мертвая материя, управляемая физико-химическими законами, и живая материя, подчиняющаяся законам биологии. Предлагалось следующее объяснение фундаментального различия между этими двумя аспектами реальности: физическая химия имеет дело лишь с системами, в которых статистика (вследствие большого количества частиц) немедленно вступает в силу, ограничивая проявления свободы электронов, между тем как в структуру живых существ входит в качестве составной части как бы усилитель «свободного выбора» некоторых электронов. В нашей центральной нервной системе якобы имеются привилегированные области, в которых отдельные электроны имеют возможность непрерывно осуществлять свободный выбор, а жизнь является не чем иным, как усилительной организацией этого выбора!

Постараемся несколько глубже вникнуть в создавшееся положение. Изучение атомной области открыло нам много нового — электроны, фотоны, ядра. Мы пытались перенести в эти новые масштабы привычные нам представления «классической» механики и «классического» электромагнетизма. Мы пытались применить к ним представления простого механического движения, механический детерминизм Лапласа. Мы рассматривали электроны и другие частицы лишь как экстраполяцию в область бесконечно малого обычных, привычных нам объектов. Здесь мы на опыте убедились в невозможности точного одновременного определения положения и скорости частицы с целью предсказания ее дальнейшего движения. И вот уже только из этого мы сразу же выводим заключение: законы природы связаны с фундаментальным индетерминизмом природы! Не лучше ли принять, что наша корпускулярная концепция не адекватна, что невозможно дать картину внутриатомного мира путем простого распространения до крайних пределов наших микроскопических механических представлений о движущемся теле? Если природа не дает точного ответа на наш вопрос относительно электрона, уподобляемого частице классической механики, то не будет ли слишком большой

самонадеянностью с нашей стороны сразу заключить, что «природа не знает детерминизма?»

Не будет ли более правильным сказать, что *сама постановка вопроса является неправильной, и что электрон вообще не может быть уподоблен частице в понимании классической механики*? Поэтому вопрос заключается совсем не в том, чтобы обвинять природу, а в том, чтобы изменить самую постановку вопроса, что несомненно гораздо труднее, но зато значительно плодотворнее.

В действительности речь идет вовсе не о кризисе детерминизма вообще, но лишь о кризисе механицизма, который мы пытались приспособить для объяснения совершенно новой области. Нам приходится констатировать недостаточность для объяснения микромира тех концепций, которые оправдали себя в макроскопической области, для которой они были созданы, и где применялись в продолжение многих поколений.

Мы видим, что окружающий нас мир несравненно богаче, чем представлял себе Паскаль, когда он допускал одно и то же строение для бесконечно большого и кончая бесконечно малым, лишь со все более сокращенными масштабами. С этой точки зрения мы во всех областях должны были бы столкнуться с одинаковыми аспектами реальности и всюду применить те же *представления*. Между тем, действительность несравненно более богата. Каждый новый этаж, в который эксперимент позволяет нам спуститься, открывает перед нами новые истины и требует от нас новых конструктивных усилий теоретической мысли. Я твердо убежден, что эти усилия должны быть направлены по пути, идя по которому научная мысль продвинулась уже так далеко. Я уверен, что, отказываясь от детерминизма, мы лишим науку ее основного движущего начала — того, что до сих пор составляло ее силу и залог ее успеха: веры в конечную познаваемость вселенной. Ничто в переживаемых нами трудностях не оправдывает и не требует изменения наших установок, которое, по моему глубокому убеждению, было бы равносильно отречению.

В частности, постоянная h Планка нередко интерпретируется как определяющая границы области, в которой царствует полный

индетерминизм — «чистый случай». Однако эта граница индетерминированности удивительно точно детерминирована при помощи этой постоянной величины, которая известна нам с точностью до тысячных долей. Постоянная h играет фундаментальную роль в глубочайших законах природы и в самых различных явлениях. Нашей целью должно быть возможно более детальное изучение ее глубокого смысла, а не отказ от научного подхода именно в тот момент, когда он более чем когда-либо необходим и, по всей вероятности, плодотворен. Недостаточно провозгласить, что постоянная h *определяет индетерминированность*; самое развитие современной атомной теории является наглядным подтверждением того, насколько важно для физика сохранить верность самому надежному принципу, направляющему его работу, т. е. двигаться вперед в поисках детерминизма.

Переживаемые нами трудности не должны нас смущать, если мы вспомним грандиозность уже достигнутого и того, что можно ожидать в будущем. Мы принуждены работать, руководствуясь привычными представлениями и умственными орудиями, созданными нашей наукой сравнительно недавно. Именно таким путем нам удастся разрешить стоящую перед нами задачу объяснения целого мира совершенно новых фактов: сначала в атомной области, а затем в только что открытой области физико-химии ядра. Возможно, что знакомство с новыми частицами, которые эта наука позволила открыть,— нейтронами, мезотронами и нейтрино, готовит нам сюрпризы в этом втором полуподвальном этаже, аналогичные тем, с которыми мы столкнулись при переходе в первый полуподвальный в отношении нашего макроскопического опыта.

А это означает, что нам придется выковать себе новое оружие подобно тому как наши предки выработали те понятия, которые стали для нас привычными. Эти понятия кажутся нам простыми и конкретными в результате длительной привычки. Собственный опыт учит нас, что очень абстрактные и сперва трудно усвояемые представления приобретают конкретность только в результате долголетнего пользования ими. Достаточно напомнить, например, что такие понятия, как электрический потенциал или энтропия, теперь прочно

вошедшие в обиход, в дни моей юности казались чрезвычайно абстрактными. Аналогичный процесс, мне кажется, происходит также и в области атомной и ядерной физики. Я убежден, что понятия, потенциально заложенные в уравнениях новой динамики, в результате постоянного соприкосновения с ними, смогут быть конкретизированы.

В настоящее время мы переживаем чрезвычайно важный период развития того живого, что представляет собой человеческий разум. Разум не дан *априори* и не имеет тех жестких рамок, которые предполагались раньше. Отражая все более точно окружающий нас внешний мир, разум постепенно эволюционирует, все более и более овладевает той реальностью, которую мы познаем и наше господство над которой непрерывно возрастает.

Сорок лет назад только и говорили что о «кризисе атомизма», между тем как развитие физического исследования неопровержимо доказало реальность атомов. Сегодня говорят о «кризисе детерминизма», тогда как в действительности объективная детерминированность фактов в настоящее время известна значительно лучше, чем еще сравнительно недавно. Несомненно, по мере расширения нашего познания реальности, мы вынуждены будем видоизменять и представление о детерминизме. Те, кто старается изобразить эволюцию нашего познания детерминизма как банкротство причинности, напрасно ссылаются на новейшие достижения современной науки. Их идеи взяты совсем не оттуда; они извлечены из старой философии, враждебной научному познанию; ее то они и хотят снова протащить в науку. И когда философы-идеалисты ссылаются на физика-идеалиста, они лишь берут у него обратно те представления, которые когда-то ссудили ему сами. Способность науки познать реальность такой, как она есть в действительности, вот в чем заключается тот поразительный по своей наглядности урок, который вытекает из имеющихся уже достижений современной физики, и всех тех, которые обещают ведущиеся в настоящее время работы.

ФИЗИКА В КОЛЛЕЖ ДЕ ФРАНС[1]

Физика — относительно молодая наука. Только в XVIII в. она полностью осознала себя и начала развиваться прочно, на двойной — экспериментальной и теоретической — основе, стремясь к высокому идеалу, поставленному перед ней еще в давние времена греческими философами: освободить человека от страха, дав ему понимание окружающих его сил и сознание того, что он живет в мире, подчиненном законам.

Физика была введена в преподавание Коллеж де Франс [2] путем, соответствовавшим ее происхождению, о котором я только что напомнил: путем преобразования преподавания греческой и римской философии. Некоторые из кафедр, носивших это последнее название, принимали в конце XVII и начале XVIII в. все более и более научный характер под руководством дю Пэна [3], Мишеля Морю, дю Гамеля [4], Вариньона [5], Прива де Мольера [6], настолько, что когда Жак Кузен [7], назначенный руководителем одной из них в 1769 г., окончательно ориентировал ее на физику и астрономию, то кафедра эта вскоре, уже в 1769 г., была преобразована в кафедру общей физики. Несколько лет спустя, в 1773 г., под влиянием движения в науке, которое уже раньше привело к реорганизации преподавания в Коллеже, кафедра древнесирийского языка была предоставлена механике, близкой к физике. Кафедру эту занимал сначала Жиро де Керуду, затем Лефевр-Жино [8], и этот последний добился в момент Революции преобразования ее в кафедру общей и экспериментальной физики, чтобы подчеркнуть все возраставшее значение, которое он

придавал новой науке в своих исследованиях и в своем преподавании. Таково происхождение двух кафедр Коллеж де Франс — кафедры общей и математической физики и кафедры общей и экспериментальной физики.

Первую занимали Жак Кузен до 1801 г., а затем, с 1801 до 1862 г., Био [9], побивший рекорд долголетия в Коллеже, затем Жозеф Бертран [10] и с 1898 г. Марсель Бриллюэн [11], который был моим учителем сначала в Нормальной школе, а затем в Коллеж де Франс. Ввиду достижения им предельного возраста, установленного в этом году, он вынужден будет покинуть нас, но мы по-прежнему будем чувствовать себя очень близкими ему сердцем и духом. Я позволю себе от имени его учеников и друзей по Коллеж де Франс, а также от имени всех, кто любит науку, которую он так доблестно представлял, высказать ему всю их благодарность и всю любовь.

Вторую кафедру, общей и экспериментальной физики, занимали последовательно Лефевр Жино, Ампер, Савар [12], Реньо [13]; затем Маскар [14], заместителем которого я был, начиная с 1902 г. и преемником которого стал с 1909 г. Итак, скоро исполнится тридцать лет моего преподавания в этих стенах. Я испытал здесь большие радости в течение того полного волнений изумительного периода, когда наша наука непрерывно преобразовывалась и обновлялась до самых своих глубин. Я старался привлечь широкий круг людей к участию в этих радостях и, насколько хватало моих сил, собственной своей работой и преподаванием помогать тому великому движению науки, которое, проходя через последовательные этапы теорий — ионной и электронной, теории относительности и квантовой теории, так глубоко перевернуло и так плодотворно перепахало все поле физики в целом, выращивая на нем все новые урожаи, богатство которых мы уже можем предугадывать.

Моя задача сейчас — напомнить, какое деятельное участие в течение более чем ста лет Коллеж де Франс принимал соответственно своему назначению в развитии новой науки; объединяя столько людей и наций, он постоянно оставался в тесном соприкосновении с самой живой частью науки.

Чтобы на нескольких страницах передать эту историю по возможности ясно и верно, придется упрощать, подчеркивать противоположное, усиливать свет и тени, чтобы лучше выявить общие линии и, в частности, показать удачное равновесие между опытом и теорией, которое всегда было характерным для научных устремлений Коллеж де Франс как в совокупности индивидуальных трудов, так и в большей части этих трудов, взятых отдельно.

Для начала, чтобы отметить первую противоположность между весьма разнообразными трудами, относящимися ко всем областям физики, я укажу на различные работы двух категорий: одни стремятся к самой возвышенной цели науки, к пониманию, к объяснению мира ради освобождения разума, путем его проникновения в действительность; другие — более позитивного и утилитарного характера, в которых ученые ставят себе целью не столько понимание, сколько измерение и предвидение с тем, чтобы облегчить деятельность человека и сделать ее более плодотворной. Эти два подхода, до некоторой степени дополняющие друг друга, один более отвлеченный, другой в большей мере направленный на практическое применение, словно чередуются в ходе развития физики, причем один из них как бы дает другому передышку и тем самым облегчает ее новый расцвет, подобно тому, как в своем чередующемся ритме мысль и действие следуют друг за другом, взаимно обогащаясь.

Я рассмотрю сначала то, что в работах физиков Коллежа соответствует второму подходу, а затем остановлюсь более подробно на первом, который, если рассматривать научную работу Коллежа в целом, представлен более значительными трудами.

Из работ, предназначавшихся главным образом для облегчения и развития практических применений науки, напомню вкратце о важных исследованиях Лефевра-Жино, Реньо и Маскара в области точных измерений общеупотребительных физических величин и установления единиц, необходимых для этих измерений.

Лефевр-Жино оставил достопамятный след в истории физики в Коллеж де Франс: именно ему была поручена при создании метрической системы реализация точного килограмма, т. е. эталона массы,

представляющего с наибольшей возможной точностью массу кубического дециметра воды. Выполненная Лефевром-Жино, в сотрудничестве с Фаброни [15], работа по созданию эталона, являющегося до сих пор основой определения килограмма, представляет собой, при наличии тех средств, которыми можно было в то время располагать, настоящее чудо точности. Это было понято только сто с лишним лет спустя, когда появились новые возможности, я имею в виду оптические интерференционные методы. Они позволили констатировать, что результат Лефевра-Жино был значительно более точен, чем результаты всех сделанных за это время попыток его проверки. Эталон килограмма отклоняется от массы кубического дециметра воды безусловно меньше, чем на тридцать миллиграммов, т. е. меньше, чем на тридцать миллионных. Чтобы показать более ясно преодоленную Лефевром трудность, напомню, что он определял вес воды в полом цилиндре из латуни, емкостью около десяти литров; он измерял в большом числе точек внутренние размеры этого цилиндра, близкие к 25 *см* в вышину и в диаметре, чтобы точно вычислить объем воды в цилиндре. Для получения столь точного результата необходимо, чтобы эти измерения были сделаны в среднем с ошибкой меньше одной пятисотой миллиметра. Сколько потребовалось изобретательности, тщательности, знаний, чтобы добиться этого!

Те же качества мы находим пятьдесят лет спустя у Реньо, который, закончив свое образование в Политехнической школе, остался там в качестве лаборанта Гей-Люссака и сначала ориентировался на химию. Только позднее, в тридцатилетнем возрасте, он занялся физикой и в 1841 г. заместил Савара в Коллеж де Франс. Здесь он в течение тридцати лет занимался прославившими его калориметрическими измерениями и изучением свойств газов и паров. Три тома, каждый по 1000 страниц, «Мемуаров Академии наук» посвящены этим работам. Два первых тома озаглавлены «Отчет об опытах, предпринятых по приказу господина министра общественных работ и по просьбе Центральной комиссии паровых машин с тем, чтобы определить основные законы и числовые данные, необходимые для расчетов паровых машин».

Реньо сам говорит во введении ко второму тому, опубликованному в 1862 г.: «Общую проблему, которую я задался целью разрешить путем этих длительных исследований, начатых в 1841 г., можно сформулировать следующим образом: «если дано определенное количество теплоты, то какую механическую работу можно получить, используя эту теплоту для расширения упругих жидкостей?» [16].

Итак, исследовательская работа Реньо была в основном направ лена на разрешение задач прикладного порядка и тем самым он оказал большие услуги нарождавшемуся производству паровых машин. Он преодолел большие трудности с необычным мастерством, престиж которого в течение долгого времени способствовал ориентации французской физики в направлении точных измерений. Чтобы наилучшим образом охарактеризовать труды Реньо и определить их место в истории вклада, который Коллеж де Франс внес в дело практического применения науки, я прочитаю вам следующий отрывок из очерка о Реньо, помещенного в 1878 г. Марселеном Бертело в его книге, озаглавленной «Наука и философия». К тому же, законно, чтобы имя Бертело, имеющее и в других отношениях такое большое значение в истории Коллежа, было здесь упомянуто, поскольку сам Бертело внес существенный вклад в калориметрию в качестве подготовительной работы к своим трудам по термохимии.

Вот что он говорит о Реньо.

«В 1849 г. я познакомился с ним и получил от него неизгладимое впечатление, а также советы, которые трудно забыть. Наука была полна его славой, имя его повторялось во всех курсах наравне с именами величайших физиков. Казалось, самый дух научной точности воплотился в нем. Слава таких ученых как Гей-Люссак, Дюлонг, Фарадей, приобретенная столь многочисленными превосходными открытиями, в первое время как бы побледнела перед славой Виктора Реньо: чистою славой, приобретенной только трудом, без интриг, без рекламы, без стараний снискать политическую или литературную популярность.

Человек, с которым я почтительно заговорил, был небольшого роста, худощав, с тонкой и характерной головой в рамке длинных

белокурых волос, цвет которых сохранился до 1870 г.; его глаза бледно-голубого цвета отчетливо фиксировали собеседника, не выражая особой симпатии к нему, но и не подавляя его высокомерным чувством собственного превосходства. Речь Реньо, отчетливая и немного резкая, касалась почти исключительно вопросов физики, которыми он был занят: он всегда быстро устанавливал в точности тот пункт, который надлежало обсудить, быстро переходил к критике опытов своих предшественников, причем критика его иногда бывала до тонкости изощренной и несколько жестокой, но не носила личного характера. Он отдавался исканиям чистой истины, но считал, что она заключается главным образом в измерении числовых констант. Он враждебно относился ко всем теориям, всегда был готов усердно подчеркивать их слабые стороны и противоречия: он не переставал говорить на эту тему, зная, несомненно, слабую сторону своей личной одаренности и склонный в силу тайного инстинкта не признавать качеств, которыми сам не обладал.

...В его творчестве была философская сторона и, не зная ее, нельзя понять роль Реньо и его влияние в науке. До того времени каждый физик, привыкший под влиянием Лапласа и Фурье к искусственной прямолинейности математических построений, прилагал все усилия к тому, чтобы извлечь из своих исследований какое-нибудь общее положение, которое он тотчас же объявлял всеобщим законом природы. Реньо больше, чем кто бы то ни было, способствовал исчезновению из области науки такого рода абсолютных концепций и замене их понятием приблизительных отношений, истинных только в известных пределах, вне которых они преобразуются или исчезают».

Эти последние замечания с несомненностью подчеркивают крупные услуги, оказанные Реньо положительному пониманию науки; однако особенно поучительно констатировать тот факт, что, относясь с чрезмерной недоверчивостью к общим идеям, Реньо пропустил, не участвуя в нем и, по-видимому, даже не интересуясь им, великое движение, в результате которого термодинамика разрешила так полно и так плодотворно, и с теоретической и с практической точки зрения, именно ту проблему точности, которую ставил перед собой Реньо.

В то время как он выводил из своих измерений точные числовые данные, позволяющие в каждом частном случае действия тепловой машины вычислить получаемую работу, исходя из определенного количества теплоты, сохранение которой во время прохождения через машину он допускал,— физики все больше и больше начинали понимать необходимость идеи превращения теплоты в работу и, в более общей форме, необходимость принципа сохранения энергии, примененного ко всей физике в целом. Выйдя на улицу после лекции Реньо, Вильям Томсон, впоследствии лорд Кельвин, откопал в ящике букиниста на набережной Сен-Мишель небольшую работу, в которой за тридцать лет до того Сади Карно в минуту гениального озарения сформулировал условия, к которым должна приближаться тепловая машина, чтобы дать максимум работы, исходя из данного количества теплоты. И Томсон, присоединившись к идеям Карно, показал, одновременно с Клаузиусом, плодотворность этого второго принципа термодинамики, сыгравшего существенную руководящую роль не только в отношении разработки практических применений теплоты к тепловым машинам, но также и в отношении значительной части теоретических и экспериментальных исследований в области физики и физической химии. Каково бы ни было значение услуг, оказанных измерениями Реньо и его продолжателей, оно все же несравнимо со значением движения идей, вызванного открытием принципов термодинамики. Если бы Реньо поддался благотворному влиянию новых идей, то его труды, безусловно, выиграли бы, сохранив притом свой характер и присущие им достоинства. Весь конец жизненного пути Реньо был омрачен тревогой, вызванной открытиями, происходившими около него, помимо него, но о значении которых он не мог не догадываться.

Преподавание физики, особенно во Франции, еще долгое время испытывало влияние Реньо. Благодаря совершенству его методов, которые по справедливости считаются образцом точности при измерениях, этим методам было отведено значительное место как в программах, так и в учебниках, что сильно способствовало смешению физики и метрологии, цели и средства.

Установленную мной противоположность между творчеством Реньо, замечательным своей сознательностью и добросовестностью, но которому несколько недоставало души, и, с другой стороны, творчеством основателей термодинамики, давшим столь плодотворные результаты даже в области практических применений, полезно будет дополнить другим сравнением, относящимся к внутренней истории Коллежа; я имею в виду сравнение личности и трудов Реньо, столь гармонирующих между собой, с личностью и трудами Ампера; при этом как нельзя лучше будет представлена противоположность их отношения к науке и к жизни. Насколько первый из них холоден, методичен, точен и неуклонно идет по направлению к горизонту, строго и добровольно им самим ограниченному, настолько второй кипуч, страстен, полон бьющим через край энтузиазмом, готов поддаться искушениям новых встреч или новых идей, часто отвлекается в сторону, но чаще — весь озарен творческой работой ума, последовательно или одновременно математик, химик, физик, философ и всюду оставляет печать своего гения. Чтобы лучше его охарактеризовать, процитирую небольшой отрывок из прекрасной книги Луи де Лонея, названной «Великий Ампер».

«Однако, что позволило Амперу сделать свои открытия, это его «любопытство», и, ведь наша наука, в сущности, как и в те времена, когда Ева срывала свое яблоко, не более как любопытство, приблизительно удовлетворенное. Философ, он охотно отходил от своей работы с тем, чтобы с благожелательным интересом вдуматься в чужую работу. Новое его привлекало, а не пугало самым фактом своей новизны. Отсюда его пламенное восхищение всеми великими новаторами своего времени в области химии, физики, естественной истории. Он немедленно и страстно увлекся открытиями Эрстеда, как раньше увлекался работами Дэви, Гей-Люссака; у него был врожденный дар гениальности, и поэтому он был чудесно вознагражден за то, что позволил себе отвлекаться в сторону».

Мне хотелось сопоставить обе фигуры — Реньо и Ампера, поскольку я считаю их особенно характерными представителями двух подходов к науке, о которых я говорил выше, а также и потому, что

расстояние во времени позволяет нам провести на этом примере интересное сравнение. Каково бы ни было их значение, все же труды Реньо далеко не имели того огромного влияния, какое имели труды Ампера. Вся современная электротехника, развитие которой началось лишь через шестьдесят лет после фундаментальных открытий Эрстеда и Ампера и через пятьдесят лет после открытия Фарадея, исходит из исследований Ампера по электродинамике и магнетизму, над которыми он работал на протяжении лишь небольшого отрезка своей научной деятельности. Таким образом, даже с одной только практической точки зрения, и это верно для всех областей, научное исследование оказывается тем более плодотворным, чем меньше оно ориентировано на непосредственное практическое применение: метя в более высокую цель, оно бьет дальше. Ничто не может сравниться, даже с точки зрения действенности, с максимальной широтой усилия абстрагирующей мысли и бескорыстного стремления постигнуть истину.

Если Коллеж в лице Ампера стоит в начале этой траектории, связывающей науку с применениями электричества, то на другом ее конце Коллеж опять-таки играет, в лице Маскара, существенную роль в разрешении проблем, поставленных перед наукой новыми потребностями нарождающейся техники. Оказав решающее влияние на установление современной системы электрических единиц, что явилось главным результатом трудов того Международного конгресса 1881 г. по вопросам электричества, пятидесятилетие которого мы скоро будем отмечать, Маскар в значительной мере посвятил себя на последнем этапе своей деятельности установлению этой необходимой связи между высотами науки и их практическими приложениями, которые становились все более многочисленными, все более разнообразными. Я вернусь в дальнейшем к другим, чисто научным его трудам. Однако, чтобы дать сразу представление о значении деятельности Маскара, о его большом и заслуженном влиянии скажу, что в Коллеже он был Реньо в области электротехники; однако этот Реньо лучше знал движение идей своего времени. Напомню в этой связи о его больших заслугах, о его личном вкладе в дело реализации

новых единиц и новых методов измерения электрической энергии, а также и об оказанной им в этом громадной услуге путем создания Центральной лаборатории Высшей школы электричества.

В совершенно другой области, в области атмосферного электричества и земного магнетизма, Маскар проявил интерес к практическому применению науки, способствовав, может быть, больше, чем кто бы то ни было, созданию и развитию точных методов измерения, благодаря которым мы можем надеяться понять механизм этих явлений, имеющих столь важное значение с точки зрения геофизики.

Я сам имел случай продолжить эту часть трудов Маскара, используя новые представления об ионах для усовершенствования интерпретации и измерений различных явлений атмосферного электричества и для освещения важной области метеорологии, относящейся к образованию облаков.

В другой области применения чистой физики, а именно в изучении поля тяготения, мы обязаны Марселю Бриллюэну весьма значительным вкладом в теорию и осуществление чувствительных приборов, измеряющих кривизну и дающих возможность изучать распределение подземных масс. Известно, что практическое использование этих методов развивается все больше и больше при разведках месторождения нефти и других минералов.

Другая часть моего личного вклада в практическое применение науки, относящаяся к ультразвуковым волнам, дает мне возможность привести еще один пример практической плодотворности непосредственно незаинтересованного исследования. Мне удалось осуществить подводное излучение в форме направленных пучков упругих волн высокой частоты значительной мощности, обратный прием тех же самых волн и их применение в целях непрерывного зондирования и обнаружения препятствий для навигации, причем я использовал явление, открытое за сорок лет до того Пьером и Жаком Кюри, а именно пьезоэлектричество. В 1880 г. они разгадали и с очевидностью вскрыли при помощи опытов над различными кристаллами, как кварц или турмалин, совершенно новое свойство: возникновение явлений электричества при сжатии, что подтверждало очень глубокие идеи

относительно симметрии физических явлений. Это замечательное открытие, сразу оказавшееся плодотворным с чисто научной точки зрения, поскольку оно в очень большой мере способствовало развитию физики кристаллов, оставалось, однако, без практического применения в течение долгого времени. Лет десять тому назад я его использовал, чтобы вызвать вибрацию твердого тела на одной из его собственных частот под влиянием электрического возбуждения, и это послужило не только развитию техники ультразвуковых волн, но при помощи способов, получающих все более широкое распространение, помогло также стабилизации волн Герца, передаваемых радиопередатчиками или беспроволочным телеграфом.

Перехожу к тому, что составляет самый значительный вклад Коллежа в развитие физики, в то, что составляет истинную цель науки: в основанное на опыте построение абстрактного, адекватного, синтетического представления об окружающем нас мире, в проникновение нашего ума в реальность или, точнее, прогрессирующее приспособление ума к реальности. Новейшая теория физики действительно показала нам слишком ясно, насколько предварительными и недостаточными являются понятия, рассматривавшиеся в течение долгого времени как самоочевидные или необходимые, на которые опиралось до сих пор развитие науки. За последние тридцать лет перед нами встала необходимость вновь поставить под вопрос то, что прежде можно было рассматривать как самые условия нашего мышления, как категории нашего разума. Мы поняли: чтобы остаться живым, ум должен повиноваться великому закону эволюции и постоянно видоизменять свои нормы, учитывая уроки опыта.

Пожалуй, наиболее выдающимся и очевидным фактом во всей истории физики является стремление к единству, ко все более широкому обобщению, все более всеобъемлющему представлению, чтобы вся совокупность основных понятий, из которых должно исходить и развиваться объяснение существующего, была сведена к минимуму. Между разделами физики, прежде не зависевшими друг от друга, устанавливаются все более и более многочисленные связи, более тесное единство. По мере того как создается это единство, успехи,

достигнутые в каждой отдельной области, все в большей мере отражаются на остальных; значительность результата измеряется обширностью и интенсивностью этих влияний, качеством и количеством связей, которые он позволяет установить или закрепить. Работы на частные темы все больше подчиняются влияниям или определяются задачами, относительно которых можно сказать, что они представляют интерес для всей физики в целом, и их история имеет тенденцию организовываться вокруг великого движения к объединяющему синтезу. Это является еще одним проявлением того существенного значения, которое имеет для физика объяснение.

Именно таким образом, вокруг общего движения идей мне будет легче всего сгруппировать большую часть трудов, представляющих собой вклад Коллежа, и дать оценку их значения, напомнив предварительно, что эти труды, взятые каждый в отдельности, распределяются между всеми разделами физики: общая механика и сила тяготения — Вариньон, Лефевр-Жино, Марсель Бриллюэн; механика твердых тел, упругость, акустика — Савар и Бриллюэн; механика жидкостей, гидродинамика, кинетическая теория — Вариньон, Савар, Реньо, Бриллюэн; теплота и термодинамика — Реньо, Жозеф Бертран, М. Бриллюэн; оптика — Био, Ампер, Маскар; и, наконец, электромагнетизм — Био, Савар, Ампер, Маскар, Жозеф Бертран и Бриллюэн.

Чтобы определить место элементов этого целого в истории общих идей и показать их влияние на нее, я должен напомнить, что доминирующим фактом этой истории за последние сто пятьдесят лет, вокруг которого группируются остальные факты, является неудача попытки объяснения мира при помощи ньютоновой или рациональной механики и замена этой последней более широким и все еще неразрешенным синтезом; проходя через ряд многообразных этапов, этот конфликт, первоначально скрытый, затем все более и более острый, выразился в течение последних тридцати лет в двух больших кризисах — кризисе теории относительности и кризисе квантовой теории; этот последний сейчас в полном разгаре.

Значительный успех небесной механики в понимании Ньютона

создал в XVIII в. иллюзию возможности дать объяснение всех физических явлений по аналогии с движениями светил, объяснить всю физику движениями частиц, подчиняемых законам той же самой механики, подвергающимся действию сил того же типа, как сила тяготения, причем взаимодействие этих сил определялось мгновенно на расстоянии одновременным положением всех частиц. Таким образом, механика должна была служить основой объяснения всех физических явлений, и это положение рассматривалось как имеющее силу закона до тех пор, пока не доказано обратное. Самое определение этой механики как «рациональной» в достаточной мере подчеркивало привилегированное положение, отводимое ей среди всех других наук, и доверие к абсолютной значимости понятий, на которых Галилей и Ньютон обосновали механику.

Весьма показательный отзвук таких умонастроений находим в книге, долгое время считавшейся классической,— курс лекций Прива де Мольера в Коллеж де Франс за 1733—1739 гг., под названием «Курс физики, содержащий элементы физики, определенные одними только законами механики».

В том же духе и направлении работал Кулон, когда он в 1785 г. установил законы электрических и магнитных сил, обращаясь, правда, к эксперименту, но включая априорно в самую постановку вопроса утверждение, что результат должен быть типа мгновенных действий на расстоянии.

Кризис механицизма, из которого мы еще не вышли, начался более ста лет тому назад, когда, на основании опыта, открывшего Эрстеду действие электрического тока на магнитную стрелку, была установлена связь между двумя областями, до того времени совершенно независимыми друг от друга — электричеством и магнетизмом. Волнение, которое охватило научный мир под влиянием этого открытия, я могу сравнить только с тем энтузиазмом, с которым физики приняли осенью 1895 г. открытие лучей Рентгена. У меня сохранилось очень живое воспоминание об этом времени, благодаря тому, что мне посчастливилось поступить в лабораторию Нормальной школы, которую вдохновлял руководивший ею Перрен, как раз

в тот момент, когда днем и ночью там гудели индукционные катушки и блестели стеклянные трубки, через которые осуществлялось проникновение в тайну нового излучения. В ту минуту, как и в 1820 г., у всех было впечатление, что открылось нечто существенное, что нам предстоит перейти на новый этап. И в том, и в другом случае инстинкт физиков их не обманул.

Как только в Париже узнали об открытии Эрстеда, Био и Савар в лаборатории Коллеж де Франс первыми дали количественный закон для нового явления, а именно: закон действия прямолинейного тока на близкий к нему магнит. Но, как показывает самое название их мемуара «О намагничивании металлов электрическим током в движении», они интерпретировали новое явление, так же как Эрстед: прохождение тока, столкновение электричеств, — как говорил Эрстед, — внутри проводника сообщает металлу этого проводника магнитные свойства, аналогичные тем, которые возникают в результате намагничивания куска железа под действием магнита. Весьма важный по своему значению элементарный закон, при помощи которого Лаплас выразил результат опытов Био и Савара, исходит из той же концепции и определяет действие на магнит, осуществляемое на расстоянии каждым элементом электрической цепи под влиянием тока. Новое действие истолковывалось как магнитное по существу, как результат намагничивания особого рода, возникающее в проводе под действием тока.

Именно здесь проявилась гениальная мысль Ампера, который в очень короткий срок, не более нескольких дней, придал гораздо более глубокий смысл новому явлению, в котором он усмотрел проявление нового свойства электричества, свойство скорее электрического тока, чем магнитов; он искал интерпретацию, основу для объяснения открытой Эрстедом связи скорее со стороны электричества, чем со стороны магнетизма. Отсюда плодотворная мысль: вместо того, чтобы рассматривать ток как преобразователь, превращающий проводник в магнит нового типа, что не привело к простым выводам, по крайней мере непосредственно, надо, наоборот, исследовать, как будут изменяться действия, если заменить магнит другим током.

Электродинамика была создана, а также и объяснение магнетизма элементарными токами.

Как раз 11 сентября 1820 г. Ампер ознакомился с опытом Эрстеда, повторенным на заседании парижской Академии наук Араго, который сам видел его впервые в лаборатории де ла Рива, в Женеве, за месяц до того. Священный огонь вспыхнул в мозгу Ампера, и на следующее заседание, 18 сентября, он уже принес свои основные идеи, как это видно из его заметок:

«Я описал приборы, в том числе спирали и гальванические столбы. Я заявил, что они дадут во всех случаях те же результаты, что и магниты. Затем я изложил некоторые свои соображения относительно понимания природы магнитов, указав, что своими свойствами они обязаны исключительно электрическим токам, циркулирующим в плоскостях, перпендикулярных оси магнита, и затем сделал сообщение о допускаемых мною аналогичных токах в земном шаре; таким образом, я свел все магнитные явления к чисто электрическим действиям».

По поводу следующего заседания 25 сентября Ампер писал: «Я изложил эту теорию в более развернутом виде и сделал сообщение о новом факте — притяжении и отталкивании двух электрических токов без посредства какого-либо магнита; этот факт я уже наблюдал раньше на проводниках, свернутых спиралью. Я повторил этот опыт в ходе заседания...»

И так продолжалось от заседания к заседанию. После того как Араго установил намагничивающее действие прямолинейного тока на мягкое железо, Ампер, на основании своих соображений, пришел к заключению, что, если намотать проводник на железный стержень, то действие тока должно в значительной мере усилиться, что и было немедленно подтверждено опытом. Так был найден принцип электромагнита и создан впервые чудесный прибор, играющий столь значительную роль в применении электричества на практике.

Эта быстрота ви́дения, эта способность гениальной интуиции, которые мы находим и в других областях творческой деятельности Ампера, например, в том, каким образом им было открыто, независимо

от Авогадро, равенство числа молекул в равных объемах различных газов, — все это оправдывает выражение, которое употребляет Максвелл, говоря об Ампере: «Ньютон электродинамики».

Это сравнение верно и с другой точки зрения. Несколько лет спустя после периода лихорадочной деятельности в 1820 г. Ампер путем анализа, представляющего образец изобретательности экспериментатора, математического остроумия и логической строгости, пришел к формулировке элементарного закона электродинамики, определяющего действие между двумя элементами токов; при этом, подобно Кулону и Лапласу, он формулировал его по аналогии с законом тяготения, восторжествовавшим в небесной механике, как действие ньютоновского типа — мгновенное действие на расстоянии. Подобно своим предшественникам, Ампер, при помощи приема, который он бы счел необходимым, если бы осознал его, ввел этот постулат в рассуждение, завершившееся формулировкой закона, который он считал «выведенным исключительно из опыта». Так, не всегда отдавая себе в этом отчет, наш ум многое привносит от себя в вопросы, которые он задает природе, и в истолкование получаемых им ответов.

Еще одно замечание, подчеркивающее интерес, который представляет сближение различных дисциплин и пользу многосторонней осведомленности, подобной той, которой обладал Ампер. Благодаря знанию современной ему химии, он усвоил молекулярные концепции, а в ходе своих размышлений над газами — кинетическую теорию, и, когда, таким образом, дух Ньютона в нем испытал благотворное влияние духа Бернулли, это привело к тому, что Ампер выразил результаты своих размышлений в виде гипотезы элементарных токов, циркуляция которых внутри атомов дала ему возможность объяснить магнитные свойства тел. Тем самым он опередил более чем на восемьдесят лет ту интерпретацию его гениальной концепции, которую я смог дать, исходя из теории электронов.

Данное Ампером решение проблемы, поставленной благодаря установлению тесной связи между электричеством и магнетизмом, решение, которое можно назвать электродинамическим, оказалось

необычайно плодотворным на протяжении более ста лет как с чисто научной, так и с практической точек зрения. Однако открытие в течение последних четырех или пяти лет собственного магнитного момента электрона, тот факт, что электрон ведет себя как магнит и притом в такой форме, что вращение его электрического заряда вокруг собственной оси не является достаточным для интерпретации этих явлений в духе идей Ампера, все это заставляет вновь пересмотреть идеи Ампера и придает связи, открытой Эрстедом, более сложный характер, чем мы предполагали. По-видимому, только свойства электронных волн Луи де Бройля и Дирака позволят нам адекватно выразить электродвижущую сторону различных аспектов материи. Это — один из столь многочисленных примеров тех пересмотров, за которыми физики моего поколения следят, разумеется. со страстным интересом, но все же и с оттенком тревоги. Приспособление нашего ума, как и всякое приспособление, бывает иногда болезненным, и все же оно необходимо.

За недостатком места я не могу показать более полно такой большой и человечный образ Ампера, описать его жизнь, беспокойную, как и вся его эпоха, полную идеализма и бескорыстия, довольно-таки трудную и суровую, но прорезанную молниями энтузиазма или гения. Подобно тому, как понадобилось шестьдесят лет для того, чтобы выявилось все теоретическое или практическое значение его трудов, так же не сразу обнаружилась ценность его как человека — может быть это стояло в связи с многообразием его деятельности — в той мере, в какой мы видим ее сегодня. Большие идеи, плоды которых зреют медленно, плохо обеспечивают материальные успехи тех, кто их вносит в мир. Проведенное мною выше сравнение между Ампером и Реньо можно продолжить, отметив контраст между легкой и в основном гладкой карьерой и ранней славой Реньо и, с другой стороны, теми трудностями, среди которых бился всю жизнь Ампер. Об одном из аспектов этого контраста, имеющем отношение к Коллеж де Франс, мы здесь расскажем. Насколько вступление Реньо в Коллеж де Франс было легким, настолько выборы Ампера прошли беспокойно и своеобразно, как, впрочем, и вся его романти-

ческая жизнь. Когда в 1824 г., после отставки Лефевра-Жино, Ампер выставил свою кандидатуру в Коллеж де Франс, он к тому времени уже успел дать науке основные идеи своих изумительных трудов. Его соперниками были Френель, равный ему по гениальности, Бедан [17] и Пуйе [18]. Если не считать двух незаполненных бюллетеней, эти двое получили при баллотировке все голоса, причем Бедан получил на два голоса больше, чем Пуйе. Академия наук отвергла этот результат голосования, рекомендовав огромным большинством Френеля; предварительно секцией физики были рекомендованы Ампер и Френель, и Ампер просил своих друзей поддержать Френеля. Общее собрание Коллежа, к которому вновь обратились с запросом, сочло себя оскорбленным и, поскольку Бедан заявил, что не примет назначения, избрало Ампера одиннадцатью голосами из девятнадцати.

До своей смерти, в 1836 г., Ампер еще успел увидеть продолжение своих работ, главным образом Фарадеем, открывшим в 1832 г. явление индукции, мимо которого так близко прошел Ампер. Этим открытием была дополнена научная подготовка, необходимая для дальнейшего развития электротехники.

Из идей Фарадея, который рос в стороне и, не испытав влияния «школы», не допускал возможности мгновенных действий на расстоянии, пошло новое развитие электромагнетизма, благодаря тому, что эти идеи были выражены Максвеллом в математически точной форме. Эхо этих событий дошло до Коллежа лишь с появлением Маскара, так как ближайшие преемники Ампера, Савар и Реньо, ученые совершенно иного направления, не интересовались ими.

Этот пробел в теоретической деятельности Коллеж де Франс, длившийся около сорока лет, оказал глубокое влияние на все преподавание и на развитие физики во Франции. Этот пример — лучшее доказательство того значения, которое имеет наше учреждение для научной жизни страны. В результате новые идеи, которые принес с собою Маскар, были встречены с недоверием и это продолжалось до 1887 г., когда открытие волн Герца подтвердило их значение. Одной из больших заслуг Маскара является то, что он не прекращал

своих работ по оптике (к которым я вернусь в связи с теорией относительности), приложив одновременно все силы, чтобы наверстать потерянное время. Трудности были велики, среда плохо подготовлена; слова, которые он употреблял, например, столь привычное теперь слово как «потенциал», вызывали странные отклики; так, например, аббат Муньо в «Космосе» назвал молодого поборника новых идей «рыцарем потенциала».

Ампером был разработан вопрос о связи между магнетизмом и электричеством; благодаря электромагнитной теории света, новые идеи еще более расширили синтез и присоединили область оптики и теплового излучения к уже объединенной области прежнего электромагнетизма. В тот момент, когда новые идеи получали ярчайшее подтверждение в результате открытия Герца, обнаружившего, что продолжением инфракрасного является излучение, обладающее всеми физическими свойствами света и вместе с тем бесспорно электромагнитное по своему происхождению, в этот момент Маскар в сотрудничестве с де Нервилем немедленно повторил и подтвердил новые опыты. Он оказался победителем и окончательно закрепил внимание французских физиков на движении идей, исходившем от Ампера, которому суждено было через Фарадея, Максвелла и Герца вызвать в наше время, совсем недавно, чудесное развитие радиотехники. Ни Фарадей, ни Максвелл, ни сам Герц в своих попытках пойти дальше Ампера не имели ни малейшего представления о том, что они подготовляют способ сношения между людьми, возможность слышать и даже видеть друг друга и притом способ практически мгновенный и создающий возможность связи между двумя любыми точками на Земле. Физик, занятый практическими применениями, изобретатель, дерзнувший поставить себе априори эти проблемы, безусловно не нашел бы разумного пути к их разрешению.

Восемь лет спустя после открытия волн Герца Маскар еще следил со страстным интересом за открытием рентгеновых лучей, которые с противоположной, ультрафиолетовой стороны светового спектра расширили наши знания обо всей гамме излучения в целом; в дальнейшем эти знания были дополнены открытием лучей радиоактивных

тел и открытием сильно проникающего излучения космического происхождения.

С удовольствием и волнением вспоминаю, что именно здесь я слушал последние лекции Маскара, посвященные открытиям лучей Рентгена и радиоактивности. Инстинктивно, этот честный труженик Коллежа понял все значение этих открытий и приветствовал их, как начало нового периода.

Его доверию ко мне я обязан тем, что мог на новом этапе, который длится уже тридцать лет и оказался особенно драматичным и трудным, продолжить его усилия в направлении возобновления исторической линии Коллежа, вновь разжечь пламя и обеспечить путем исследовательской работы и преподавания наше действенное и постоянное участие в великом деле человечества — построении науки.

Я следовал примеру и опирался на преподавание Маскара и в дальнейшем Марселя Бриллюэна; последнему, независимо от целого ряда других вкладов в самые живые разделы физики, мы обязаны тем, что в такое время, когда задача эта была особенно неблагодарной, но необходимой, он дал кинетическим и молекулярным теориям эквивалент того, что сделал Маскар в отношении синтеза электромагнетизма и оптики. Он подготовлял таким образом более высокий синтез — еще незавершенное дело последних тридцати лет, в котором объединились для взаимного плодотворного влияния обе концепции, концепция непрерывности в области электромагнетизма и концепция прерывности в атомистике.

Благодаря ионизации, вызываемой в газах лучами Рентгена и лучами радия, была экспериментально с очевидностью показана зернистая структура электрических зарядов, о которой догадывался Гельмгольц. В сочетании с этими результатами, изучение катодных лучей позволило опознать электрон, если не полностью, то хотя бы с двух точек зрения — электрической и механической. Обнаружить существование магнитного момента, присущего электрону, могла только спектроскопия.

Первые годы моего преподавания и исследовательской работы

были посвящены как с экспериментальной, так и с теоретической стороны развитию этого нового раздела физики — ионизации газов. Пришлось, ввиду недостаточности старой лаборатории,— пробел, который долгожданная перестройка теперь скоро восполнит,—использовать для некоторых из исследований тот самый стол в амфитеатре, за которым мы читаем свои публичные лекции; помнится, я, в частности, установил на нем длинную медную трубу, которой я пользовался для открытия крупных атмосферных ионов. Их обнаружение произошло здесь особенно легко, благодаря присутствию в малых количествах радиоактивных веществ, которые мы переносили, часто сами того не подозревая, из одной лаборатории в другую, и которые необычайно обогащали атмосферу ионами посредством своих эманаций и проникающих излучений.

Открытие электрона, теоретически предсказанное Лорентцем и Лармором, дало возможность присоединить к электромагнитной теории излучения концепцию материи, состоящей из обладающих инерцией электрических зерен, и построить, под названием теории Лорентца, представление такой красоты, что был момент, когда мы считали его окончательным, особенно после того, как мы в ходе кризиса увидели связанное с теорией относительности торжество новой механики, которая содержалась в нашем представлении в качестве предпосылки.

Поскольку я здесь называю великого Лорентца, мне приятно напомнить, что он тоже вошел в историю нашего Коллежа, прочитав здесь прекрасные лекции в 1912 г. на тему о некоторых вопросах кинетической теории и о весьма плодотворном объяснении второго принципа термодинамики, ставшем возможным благодаря этой теории. Могу сказать без преувеличения, что никогда еще мне не приходилось слушать более прекрасной лекции, прочитанной на французском языке, более богатой по содержанию и более совершенной по форме. А Лорентц мог бы прочесть ее с той же легкостью на трех или четырех других языках.

Я уже упоминал выше о том, что мне удалось развить применение новых электронных теорий к объяснению весьма сложных магнит-

ных свойств материи и связать вокруг нового синтеза идеи Ампера относительно особых токов с предложенной Вебером теорией диамагнетизма. В лекциях, прочитанных здесь в 1904—1905 гг., я впервые развил следствия из представления о токах Ампера, образуемых движущимися внутри атомов или молекул электронами, и о замкнутых токах, представляющих собой траектории этих электронов. Этим идеям посчастливилось вызвать большое количество исследований, в частности, исследования Пьера Вейсса, ставившие целью объяснение ферромагнетизма. Формулы, которые эти идеи позволили мне вывести для диамагнетизма, молекулярного поля и парамагнетизма, прошли без существенных изменений через суровые испытания, обусловленные развитием теории квант за последние 25 лет.

Так развивался этот электромагнитный синтез, который физики, начиная с Фарадея, основывали на идее действия, распространяющегося от точки к точке; все значение глубокого, в течение долгого времени не осознанного конфликта этого синтеза с ньютоновой механикой обнаружилось лишь в ходе кризиса, связанного с теорией относительности. Кризис ясно показал, что противоположность между двумя точками зрения относилась не только к характеру осуществления действий на расстоянии, которое, как предполагали Ньютон, Кулон, Лаплас и Ампер, происходит мгновенно; противоречие проникло уже, в очень скрытой форме, в самую основу кинематики, через посредство понятия абсолютного времени. Это последнее, как показала критика Эйнштейна, могло бы иметь экспериментальный смысл лишь в том случае, если бы мы располагали эффективными средствами мгновенной сигнализации, а следовательно, и мгновенного действия на расстоянии. Единственная кинематика, согласующаяся с опытом, основанная на сигнализации, распространяемой со скоростью света, содержалась в скрытом виде в уравнениях электромагнитной теории, развитой Максвеллом и Лорентцом в соответствии с идеями Фарадея. И единственная совместимая с ней динамика, отличие которой от динамики Ньютона возрастает по мере того, как скорость движущегося тела приближается к скорости

света, в настоящее время является полностью доказанной весьма убедительной совокупностью фактов как экспериментального, так и теоретического порядка.

Я останавливаюсь здесь на теории относительности не только потому, что она играла в течение последнего двадцатипятилетия и продолжает играть в настоящее время в полном смысле слова основную роль в истории физики, но также и с намерением подчеркнуть тот факт, что труды Маскара существенным образом способствовали установлению экспериментальных основ, на которые опирается формулировка самого принципа относительности, а именно: полная эквивалентность всех галилеевых систем координат для всей совокупности законов физики и невозможность обнаружить путем какого бы то ни было опыта внутри одной материальной системы равномерное движение перемещения этой системы по отношению к нашей туманности в целом. Прежде, чем Майкельсон установил эти основные данные для изотропного распространения света с точностью второго порядка, т. е. больше одной десятимиллиардной, эти основные данные уже были установлены Маскаром с точностью первого порядка, т. е. порядка одной миллионной для всей совокупности законов оптики: отражения, двойного преломления, дифракции, явлений интерференции вообще. Итак, нужно признать в лице Маскара одного из основателей теории относительности.

Согласованность всех этих результатов делала все более и более необходимым, и это понял Анри Пуанкаре, утверждение принципа специальной относительности, причем Эйнштейн, продолжая работы Лорентца, показал, что этот принцип вполне совместим с электромагнитной теорией, при условии замены старого понятия абсолютного времени понятием относительного времени, непосредственно доступным опыту, благодаря применению световых сигналов или сигналов Герца. Значение и плодотворность этого обновленного понятия времени в еще большей степени проявляется во второй части работ Эйнштейна в указанном направлении, работ в области общей теории относительности, в которой критика понятия пространства и отказ от эвклидовой точки зрения пролили неожиданный свет

на тайну тяготения и обновили астрономию в ее различных аспектах — механическом и физическом.

Считаю необходимым напомнить при этом о волнующем эпизоде — о посещении Эйнштейном Франции в 1922 г., когда он, по приглашению Коллеж де Франс, участвовал в обсуждении гениальных идей, которые многие здравомыслящие люди затруднялись принять, по-видимому, именно в силу их значительности. В течение последовавшего затем короткого промежутка времени новые идеи не только одержали верх, они внедрились во все области физики до такой степени, что превратились в орудия, средства, необходимые для работы и для открытий как своей экспериментальной, так и теоретической стороной. Опыт подтвердил предвиденные Эйнштейном выводы в области как общей, так и специальной теории относительности, и именно благодаря, прежде всего, новой кинематике, Луи де Бройль получил возможность развить идеи, которые привели к современному замечательному развитию волновой механики. Соответствие условиям, поставленным принципом специальной или общей теории относительности, стало теперь критерием истинности и дает возможность проверять новые теории. Среди все возрастающих трудностей, стоящих в наше время перед теоретической физикой, новый принцип, может быть, даже в еще большей мере, чем принцип сохранения энергии, представляет собой одну из немногих точек опоры, еще имеющихся в нашем распоряжении для построения новых представлений, необходимость которых становится с каждым днем все более насущной.

Это побуждает меня, опять-таки в связи с ролью нашего учреждения, сказать в заключение несколько слов об этом новом кризисе, кризисе квант, который, несомненно, составит в эволюции наших идей этап, по меньшей мере столь же значительный, как и теория относительности. Как уже показали новые квантовые теории, по-видимому, бесспорным является то, что для преодоления стоящих перед нами трудностей мы должны будем приложить к делу критики и перестройки понятий значительные усилия, превосходящие даже те весьма большие усилия, с которыми связано было создание теории

относительности. Последней не был поставлен под вопрос непрерывный характер величин, посредством которых выражаются основные понятия времени, пространства или взаимодействия, осуществляемого в той или иной форме между различными величинами. Кроме того, теория относительности оставила нетронутым старое понятие причинности за одним лишь исключением — понятия времени, необходимого для проявлений причинности на расстоянии. Вместе с квантами прерывность проникает повсюду, и самое понятие детерминизма требует нового рассмотрения, что, вероятно, приведет к очень глубокой перестройке воззрений.

Теория относительности отметила собой победу электромагнитного синтеза над старой механикой в приданной ему Лорентцом форме, механикой, которой, как я только что рассказал, мы так доверяли тридцать лет тому назад. Очень глубокий, как нам по крайней мере казалось, дуализм материи и излучения был выражен в этой теории удовлетворительным образом противопоставлением волн теории Максвелла, в которых разлагалось излучение и распределение которых в пространстве представлялось по существу непрерывным, зернам электричества, в которых разрешался с другой стороны, вопрос о прерывном строении материи. Действие волн на зерна электромагнитного поля и возникновение волн в результате движения зерен,— все это, казалось, великолепно объясняло тесную связь между светом и материей, явления поглощения и эмиссии света материей.

Как известно, наша иллюзия оказалась недолговечной. Новые трудности возникли из опытов в области теплового излучения и в области таинственных фотоэлектрических явлений, открытых Герцем попутно с его исследованиями электрических волн, причем случайно открытое явление обесценивало успех, достигнутый открытием искомого явления. Обнаружение этих трудностей оживило старый спор между волновой и корпускулярной теориями света, считавшийся решенным опытами Фуко.

Опыт Фуко, который раньше казался окончательным и разрешающим спор в пользу волновой теории, в действительности был тако-

вым только с точки зрения старой механики. Новая точка зрения относительности уже не допускала столь упрощенного суждения, она открывала возможность примирения (до сих пор еще не осуществленного) между волновым аспектом, требуемым совокупностью явлений интерференции, и корпускулярным аспектом, который пришлось признать вместе с Планком для тепловых явлений, вместе с Эйнштейном для явлений фотоэлектрических.

Био, труды которого в области оптики имели столь большое значение, оставался до последней минуты решительным сторонником ньютоновской концепции и световых частиц, не взирая на громкий успех волновой теории Френеля и его продолжателей. Он был бы счастлив видеть это возрождение дорогой ему идеи и знать, что приговор, который он в конце своей жизни, может быть, и считал окончательным, в действительности опять поставлен под вопрос. Факты в одинаковой мере обязывают нас признать и фотоны, и световые волны, и приговор, еще не произнесенный, с необходимостью должен привести к согласованию этих двух концепций.

Вы знаете, что в результате предпринятых Бором, Зоммерфельдом и их продолжателями попыток развить на механической основе выводы из ядерного строения атомов, с необходимостью вытекающие из замечательных исследований Резерфорда, пришлось признать невозможность перенесения механики материальной точки,— ньютоновой или релятивистской,—во внутриатомную область. По-видимому, необходимо в отношении материи, как и в отношении света, искать вместе с Луи де Бройлем примирение между двумя характерами, между двумя аспектами — корпускулярным и волновым — и присоединить к зернам материи волны нового типа подобно тому, как Планк и Эйнштейн присоединили к световым волнам зерна света — фотоны. Мне приятно напомнить, что Луи де Бройль принадлежит к числу молодых физиков, которые своей научной подготовкой в значительной мере обязаны преподавателям Коллеж де Франс. Мы вправе гордиться им.

Это позволяет мне вынести впечатление, которое придаст нам некоторую бодрость после того, как я говорил о трудностях; оно будет

способствовать их преодолению, чтобы история физики продолжалась и впредь в нашем Коллеже, четырехсотлетие которого мы празднуем, и чтобы стать достойными его славного прошлого.

В настоящее время перед физиками стоит трудная задача; однако уже достигнутые в течение длительной эволюции успехи таковы, что могут внушить нам доверие, и, в частности, успехи последних лет позволяют надеяться на близкое разрешение современного кризиса. Во всяком случае мы знаем, что речь идет о кризисе роста, вызванном необходимостью реорганизовать все более и более обширную совокупность все более уточняемых знаний. Каждый пройденный этап, и, пожалуй, в тем большей мере, чем труднее он был, всегда давал обогащение, прогресс на трудном пути приспособления ума к реальности, к которой опыт человека подходит все ближе и проникает все глубже; каждый пройденный этап выражается также в расширении уже построенного синтеза, причем, однако, никогда не теряется ни одно из предшествовавших завоеваний, ни одна из установленных и признанных связей между различными областями физики.

Этот кризис роста — проявление интенсивнейшей жизни, юности нашей науки. Мы подошли к моменту, когда опыт, оплодотворенный уже достигнутыми успехами теории, отплачивает нам урожаем, взрывающим установленные рамки, уже недостаточные для того, чтобы принять его целиком. Мы знаем больше, чем мы понимаем; прежние понятия, извлеченные путем абстракции из значительно меньшего количества менее изученных фактов, уже недостаточны для выражения слишком сложной и слишком богатой действительности, а мозг человека еще не создал новых абстракций, ставших необходимыми. Наши средства действия и информация опередили наши способности отвлеченной организации и координации.

Не могу не отметить, что это верно не только в отношении науки; то, что происходит в настоящее время в истории физики, можно сравнить с общей мировой ситуацией, наш кризис с кризисом этой последней, представляющим собой тоже кризис роста, обусловленный молодостью человеческих обществ. Трудности, встающие на

пути установления социального мира или мира между народами и создания гармоничной мировой организации, в значительной мере обусловлены исключительно быстрым ростом наших средств действия, прогрессом практического применения науки, значение которой возрастает с каждым днем. Подобно тому, как наши знания, чтобы быть усвоенными, требуют, по-видимому, расширения норм нашего разума, так и наши средства производства превзошли старые понятия о социальной справедливости, а наши средства разрушения теперь таковы, что они требуют от нас мощного усилия, направленного на создание международной справедливости. И с той и с другой стороны конкретное взрывает рамки абстрактного. Наш разум отстает от роста наших познаний; наше представление о справедливости — от тех средств воздействия, которыми вооружают нас эти познания. В обоих случаях приспособление необходимо, приспособление интеллекта к опыту, справедливости — к технике.

Гуманитарная ценность эпохи зависит от важности проблем, которые она ставит и стремится разрешить. С этой точки зрения наша эпоха благодарна и щедра во всех направлениях, открывая нам более грандиозные, чем когда бы то ни было, возможности участвовать в осуществлении двух задач человечества: создании науки и обеспечении справедливости.

Заканчивая очерк истории физики в Коллеж де Франс, я сказал, что мы надеемся победить стоящие перед нами трудности путем усилий, в которые наше старинное учреждение внесет свой полезный вклад, если сумеет остаться достойным своего прошлого. Пусть со своей стороны народы объединятся для осуществления параллельной задачи — установления социальной справедливости и мира!



ПУТИ РАЗВИТИЯ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ [1]

Физика живет в настоящий момент исключительно интенсивно, пожалуй более напряженно, чем любая из других наук. Поэтому она представляет собой картину довольно сложного характера. Мы наблюдаем здесь разнообразные формы как теоретической, так и практической деятельности, здесь проявляются различные и даже расходящиеся тенденции, вызывающие разного рода возражения и доходящие иногда до противоречий. И все же мы видим, как в процессе непрекращающейся, все более и более глубокой перестройки физики непрерывно увеличивается сумма достигнутых результатов, связей, установленных между явлениями, на первый взгляд друг от друга независящими, сумма частных обобщений, подготовляющих более высокий синтез, к которому мы стремимся.

Самое основное из противоречий современной физики — противоречие между опытом и теорией. Именно путем разрешения противоречий достигаются успехи в физике. И действительно, цель физики — создать представление, адекватное действительности, исходя из понятий и гипотез, подсказанных опытом и развитых в форме теорий. С другой стороны, выводы из теорий необходимо развивать в согласии с фактами под непрерывным контролем эксперимента.

Частые расхождения между предвидением теории и экспериментальными результатами требуют иногда очень глубоких изменений в теоретических формулировках и даже коренной их ломки; такие примеры мы находим в развитии теории относительности и, может быть, в еще более высокой степени в современном кризисе квант, выражающемся в очень глубоких изменениях, которым подвергают-

ся казалось бы наиболее прочно установленные представления относительно строения вещества и излучения, а также взаимосвязи этих двух существенных компонент физического мира. Необходимым условием для развития теории и является именно наличие ряда противоречий и противопоставлений между опытом и теорией. Одна из характерных черт современного нам периода в развитии нашей науки заключается в том, что такого рода конфликты становятся более острыми, а успехи достигаются быстрее по мере того, как средства, которыми располагают опыт и теория, становятся все более и более мощными, именно благодаря достигнутым успехам.

Экспериментальные методы, позволяющие нам задавать вопросы природе, уже приобрели и непрестанно продолжают приобретать тонкость и точность, значительно превышающие те средства, которыми располагали физики еще в сравнительно недавнее время. Меньше чем за сорок лет измерения достигли необычайной точности в области электромагнетизма и оптики. В этой последней области, которая, впрочем, теперь сливается с первой, интерференционные методы дают возможность установить равенство двух длин порядка одного метра с точностью, превышающей одну десятимиллиардную, превзойдя тем самым точность измерений времени в астрономии. Измерение массы взвешиванием достигает меньшей, но все же весьма значительной точности, доходящей почти до одной миллиардной массы весом в 1 *кг*. В частности, знаменитый опыт Майкельсона показал, что эти весьма высокие степени точности оказались необходимыми для того, чтобы опыт мог ответить на все более и более точные вопросы, которые ставит ему теория. Развитие теории, основанное на эксперименте, в свою очередь, дает нам возможность лучше понять условия опыта и неуклонно увеличивать его точность, совершенствуя приборы и принимая необходимые меры предосторожности. Новейшая история физики постоянно дает примеры взаимного оплодотворения теории опытом и опыта теорией.

Независимо от этого взаимного влияния, опыт и теория в физике находят себе поддержку и ресурсы и за ее пределами: первый — со стороны техники, выросшей из нашей науки и в свою очередь

оплодотворяющей ее; вторая — со стороны математических наук, которым физическая теория тоже служит драгоценным стимулом. Однако справедливо и необходимо подчеркнуть здесь и тот замечательный факт, что, по-видимому, из всех абстрактных построений, реализованных математиками, руководствовавшимися при этом исключительно потребностью логического совершенства и все возрастающей всеобщности, ни одно не оказалось бесполезным для физики. Существует своеобразная гармония, в силу которой потребности ума, стремящегося создать представление, адекватное действительности, как бы заранее предусмотрены и предвосхищены логическим анализом и абстрактной эстетикой математики. Стремление к строгости и всеобщности, без чего невозможно было бы развитие неэвклидовой геометрии, и параллельно такого орудия анализа, как дифференциальное исчисление, подготовили, не ставя себе сознательно этой задачи, и тот язык, который нужен был новым идеям общей теории относительности для того, чтобы получить свое выражение и вступить в контакт с опытом. Чтобы разрешить тайну тяготения, пришлось обратиться к этим абстрактным построениям, казалось, столь далеким от какого бы то ни было применения. Если в настоящее время мы имеем возможность вместе с Эйнштейном смутно предвидеть создание стройной физической теории, охватывающей единым синтезом электромагнетизм и тяготение, то это произошло благодаря предшествовавшему развитию геометрий еще более общего характера, чем те, которые представлял себе Риман, и которые на первом этапе развития теории относительности были достаточны для объяснения тяготения.

Для ясного понимания этих новых геометрий необходимо, кроме того, обратиться вместе с Картаном к помощи теории групп, созданной первоначально Галуа, более ста лет назад, для исследования путем анализа глубокого механизма алгебраических операций, тех трудностей, которые присущи алгебраическим уравнениям. Та же теория групп и смежные с нею теории комплексных переменных также необходимы нам в настоящее время для развития теории квант и волновой механики, применение которых захватывает даже область

химии, позволяет понять механизмы ее процессов и ее глубокие закономерности, которые до сих пор были окутаны тайной. Экспериментальные исследования, даже самые плодотворные с точки зрения их технической применимости, должны, однако, если говорить о создании действительно новых возможностей, подниматься выше непосредственных задач и развиваться совершенно независимо; точно так же мы видим каждый день подтверждение того факта, что математические аппараты, наилучшим образом приспособленные к непрестанно возникающим новым потребностям физической теории, выковываются человеческим умом, когда его абстрагирующей творческой деятельности предоставлена свобода.

Отсюда еще одна характерная черта современной физики: все больше и больше входит в жизнь разделение труда между экспериментатором и теоретиком, так как работа каждого из них усложняется с каждым днем, становится во все возрастающей степени специализированной, требующей все более тонкой подготовки — технической для экспериментатора, математической для теоретика. Все более и более четкое разделение физиков на две категории, сопровождаемое появлением все возрастающего количества чистых теоретиков, мы рассматриваем как новый аспект отмеченной нами выше противоположности опыта и теории. В то время как Френель сто лет назад мог, не прибегая к помощи особенно тонкой аппаратуры, лично наблюдать явления интерференции и дифракции, Максвелл, Больцман, Лорентц, Планк и Эйнштейн вынуждены были в основном предоставить другим проведение тонких экспериментов, необходимых для проверки их теоретических предвидений. С другой стороны, такой изумительный экспериментатор, как Майкельсон, никогда, насколько мне известно, не принимал полностью тех выводов, которые делали теоретики, развивавшие теорию относительности из полученных им результатов.

Перейдем теперь к рассмотрению других противоположностей, лежащих в глубине самого предмета исследований физика: противоположности между веществом и излучением, или же внутренне

присущих теоретическому представлению об этом объекте, как противоположность непрерывности и прерывности.

Рассмотрим сначала первую из этих противоположностей. Излучение представляется нам в бесконечно разнообразных формах, начиная с волн Герца и кончая γ-лучами радиоактивных тел или же космическими сверхпроникающими лучами; между этими двумя крайностями мы имеем последовательный ряд: инфракрасные лучи, видимый свет, ультрафиолетовые и x-лучи все большей проникающей способности. Максвелл, Герц и их продолжатели установили электромагнитную и волновую природу всей совокупности этих излучений, элементы которой отличаются друг от друга только частотой соответствующих им волн и составляют гамму чрезвычайной протяженности, непрерывный ряд линий, соответствующих простым монохроматическим радиациям.

Вещество тоже представляется нам в бесконечно разнообразных формах всех известных элементов и химических соединений, число которых растет с каждым днем, в частности, благодаря успехам органического синтеза. Хотя мы и знаем, что при изучении строения вещества следует исходить из двух основных элементов, положительного и отрицательного электричества, состоящих соответственно из протонов и электронов, мы все же не можем классифицировать его многообразные аспекты в виде непрерывного ряда линий подобно тому, как мы это делаем для излучения в зависимости от частоты, как единственной переменной. Простые и сложные тела являются прерывными членами многочисленных рядов, подразделяемых на основании таких законов и в результате таких воздействий, которые мы еще только-только начинаем, благодаря развитию теории квант, выражать в общей форме в связи со всей совокупностью содержания физики.

И опыт, и теория сходятся на том, что излучение и вещество следует рассматривать как два существенных компонента физического мира; и опыт и теория противопоставляют излучение и вещество друг другу, причем форма этого противопоставления в сильнейшей степени изменилась за последние тридцать лет. Рассмотрение этой эво-

люции позволит мне подчеркнуть некоторые существенные черты ориентации современной физики.

Прежде думали, что самое основное, самое характерное свойство материи заключается в том, что она одновременно является и тяжелой и инертной, причем это двойное свойство рассматривалось как неизменным образом присущее каждой частице материи при всех изменениях физического или химического состояний, которым эта частица может подвергаться. Это двойное свойство тяжести и инерции характеризовали при помощи одной единственной величины, называемой массой. Масса являлась мерой свойства материи быть носителем кинетической энергии, пропорциональной квадрату скорости, и количества движения, пропорционального скорости. Излучение, наоборот, рассматривалось как невесомое и связанное с переносом исключительно энергии, но не количества движений.

Развитие электромагнитной теории, предвидевшей существование давления излучения на встречаемые им материальные препятствия, что и было затем подтверждено опытом, заставило физиков рассматривать излучение как носителя не только энергии, но и количества движения. Мы также знаем с тех пор, как появилась общая теория относительности, что излучение весомо, что свет вблизи от большой массы, например, солнца, отклоняется наподобие с силою брошенного тела. Мы знаем также, что вес тела изменяется одновременно с изменением его инерции, когда это тело поглощает или испускает лучи.

Таким образом, уже с этой точки зрения, произошло сближение материи и излучения: оба весомы, оба являются носителями энергии и количества движения. Независимо от какого бы то ни было вопроса об их структуре, между ними остается с точки зрения механики одно только различие, правда, глубокое: материя может приобретать в отношении нас различные скорости, изменяющиеся непрерывно, начиная с нуля, что соответствует состоянию покоя, до высшего предела, который равен, как мы теперь знаем, скорости света в пустоте. Излучение, наоборот, распространяется в пространстве только с одной неизменной скоростью для всех частей, а именно со скоростью

света. Этот предел, недостижимый для материи без бесконечного расхода энергии, почти несомненно равен 300 000 *км/сек*, т. е. является значительным по сравнению с теми скоростями, с которыми материя обычно предстает перед нами, даже в области астрономии.

С точки зрения нашего представления о строении света и материи противоположность между ними связана с той противоположностью, которая существует между теоретическими понятиями непрерывности и прерывности.

Эта последняя противоположность стара как мир или, вернее, как человеческий интеллект. Усилия, направленные на ее уточнение и разрешение, имели основное значение в истории математики, а в развитии физических теорий эта противоположность тоже играет не менее значительную роль.

Идея континуума или бесконечно делимого лежит в основе наших пространственно-временных представлений. Постоянство индивида или предмета мы себе представляем только через непрерывную последовательность состояний во времени, а движение предмета, индивидуальность которого сохраняется, тоже представляется нам как бы связанным с непрерывным рядом положений в пространстве. Дифференциальное исчисление, уточнившее понятие бесконечно малого, дало идее непрерывности ее полное выражение.

Прерывность, которая тоже возникает из понятия индивида или предмета, противополагаемых окружающей их среде или другим предметам, находит свое отвлеченное выражение в понятиях единицы и числа. Подлинная область его применения — арифметика; попытки математиков арифметизировать геометрию и анализ, чтобы, опираясь на понятия несоизмеримости, констатировать континуум, исходя из прерывности, пока нельзя еще считать в полной мере удачными. Следует заметить, что в настоящее время физики тоже поставлены перед необходимостью аналогичного синтеза.

Тридцать лет тому назад мы полагали, что сможем избегнуть этого конфликта, сохраняя для каждого из двух членов этой противоположности свою область в физике: для континуума — область

излучения, для прерывности — область материи. Мы считали, что сумеем таким образом объяснить глубокую природу обоих противоположностей — излучения и материи, континуума и прерывности, сводя их к единой природе и объясняя одну при помощи другой.

И, действительно, XIX век заканчивался торжеством, с одной стороны, электромагнитной и волновой теории излучения, и с другой — атомной теорией, согласно которой строение материи рассматривалось как основанное на зернах электричества.

Ньютоновской теории излучения, согласно которой свету приписывалось прерывное строение, победоносно противопоставила себя теория Гюйгенса, продолженная Френелем, Максвеллом и Герцем, рассматривающая излучение как результат распространения со скоростью, определяемой средой,— возмущения непрерывной структуры, допускающей разложение на непрерывную бесконечность простых периодических волн неодинаковой частоты. Возмущение здесь характеризуется в каждой точке пространства и в каждый данный момент двумя векторами — электрическим и магнитным полями, определяющими как состояние среды, так и распределение — непрерывное в пространстве — энергии и количества движения, перемещаемых излучением.

Окончательное, как казалось, устранение корпускулярной теории света произошло уже в середине XIX в. и было основано на опыте Фуко, который считали решающим. Фуко удалось измерить скорость света в воздухе и в воде; он обнаружил, что в воде скорость эта меньше, чем в воздухе, что соотношение этих скоростей 3 : 4, предусмотренное волновой теорией, между тем как теория света, применявшая к световым частицам законы классической механики, предполагала обратное отношение, что полностью противоречило фактам.

Электромагнитная форма, которую в дальнейшем Максвелл, Герц и Лорентц придали волновой теории, окончательно рассеяла те неясности, которые еще были присущи волновой теории после Френеля, и, казалось, окончательно установила волновую и непрерывную структуру излучения.

В то же самое время, в начале XX в., в результате успехов кинетической теории материи и открытия электрона, мы пришли к необходимости приписать материи структуру в основном зернистую и прерывную. Экспериментальное изучение взаимоотношений материи и электричества показало, что электрические заряды в опыте всегда ведут себя как состоящие из зерен, тождественных друг другу для зарядов обоих знаков, электроны для отрицательных, протоны для положительных зарядов, причем каждое из этих зерен обладает, кроме своих электрических свойств, основными атрибутами материи—инерцией и весом. Электрон с электрическим зарядом, равным и противоположным заряду протона, обладает инерцией и весом, значительно меньшими, приблизительно в 1850 раз, чем заряд протона.

Эти два основные элемента казались нам достаточными для того, чтобы конструировать материю в ее бесконечно разнообразных формах, которые, как мы полагали, все состоят из агрегатов протонов и электронов, причем каждая электрически нейтральная частица — атом, молекула, или более сложное целое — содержит одинаковое количество электронов и протонов. Атом водорода, самый простой, представляет собой результат объединения одного единственного протона и одного единственного электрона; атом урана, самый сложный из всех, заключает в себе 238 протонов и столько же электронов. Сделанное Резерфордом открытие ядерной структуры атома привело к тому предположению, что все протоны и часть электронов сгруппированы в центральном ядре очень малых размеров, заряженном положительным электричеством; вокруг ядра обращаются другие электроны под влиянием электрических и магнитных воздействий, которым каждый из этих электронов подвергается со стороны ядра и других планетарных электронов. Ядро водорода состоит из одного единственного протона, между тем как ядро урана содержит все 238 протонов атома и еще 146 электронов; остальные 92 электрона образуют вокруг ядра планетарную систему. Точное изучение этой системы, основанное на данных спектроскопии и химии, дало возможность объяснить все свойства этого атома, исключая радиоактивность. Это последнее явление ядерного происхождения —

результат сложной структуры ядра и заключается в более или менее самопроизвольном распаде ядра.

Соединения атомов, молекул, изучаемые химиками, получаются, согласно этому представлению, путем обмена или объединения некоторых электронов у двух или нескольких атомов. Ядра, которые являются носителями индивидуальности атома в молекуле, могут отделиться путем расщепления от молекулярного целого, либо унося с собою нормальное количество своих электронов-спутников, и тогда ядра вновь дают нейтральные атомы, или с дефицитом или, наоборот, с излишком электронов, и тогда они дают положительные или отрицательные ионы.

Развивая выводы этой планетарной концепции путем применения законов механики к наэлектризованным частицам, надеялись объяснить все свойства как молекул, так и атомов. Наэлектризованные частицы уподоблялись наэлектризованным материальным точкам, подвергающимся взаимным воздействиям. Эти воздействия выражались на малом расстоянии классическими законами электростатики и электродинамики, а на большом расстоянии—через посредство излучения, действие которого на встречаемые им наэлектризованные частицы определяется характерным для него электромагнитным полем.

Эта концепция, с одной стороны, излучения, состоящего из непрерывных электромагнитных волн, и, с другой стороны, материи, состоящей из прерывных наэлектризованных зерен, могла, казалось нам, объяснить не только противоположный характер материи и излучения, но также и их взаимодействие, поглощение и испускание лучей материей. Поглощение можно было, как мы только что показали, рассматривать как результат движений, переданных наэлектризованным частицам электромагнитным полем, образующим волны. С другой стороны, теория предвидит, что всякое ускоренное, неравномерное движение наэлектризованной частицы вызывает испускание волны, распространяющейся во всех направлениях вокруг частицы со скоростью света и перемещающей энергию излучения на расстояние. Непрерывность в распределении магнитного поля волны и непрерывность движения заряженных частиц превращали погло-

щение и испускание лучей материей в процессы по существу непрерывные.

Очень скоро пришлось отказаться от надежды, о которой я только что напомнил: два последовавших один за другим кризиса, которые физики будут относить к числу наиболее значительных в истории нашей науки,— кризис относительности, и, особенно, кризис квант— показали, насколько мы еще были далеки от удовлетворительного представления фактов.

Начались оба эти кризиса с опытов, относившихся одновременно и к материи и к излучению. Такого рода опыты, при постановке которых измерения достигают наивысшей точности, наиболее опасны для теории. Эксперименты в области интерференционной оптики, например, опыты Майкельсона, относятся к этой категории. Их большая точность дала возможность сравнивать законы, по которым распространяется свет в различных материальных системах, движущихся по отношению друг к другу, а также позволила твердо установить тождество этих законов, полную относительность наблюдений в зависимости от наблюдателя, каково бы ни было движение этого последнего.

Утверждение этого принципа в качестве обобщения целой совокупности экспериментальных результатов относилось первоначально в своей «специальной» форме только к наблюдателям, находящимся в состоянии равномерного движения по отношению ко всей совокупности неподвижных звезд. Для этих наблюдателей, связанных с так называемыми галилеевыми системами отсчета, в отношении которых принцип инерции можно считать точным в смысле классической механики, эксперимент подтверждает справедливость также основных уравнений электромагнетизма в той форме, которую придали им Максвелл, Герц и Лорентц. Эксперименты, проводимые в лаборатории на Земле, относятся к аналогичной системе отсчета, скорость которой изменяется в течение года на величину до 60 *км/сек* на протяжении шести месяцев — промежуток времени, когда Земля находится в двух диаметрально противоположных точках своей орбиты. Любые, проведенные в помещении лаборатории опыты в об-

ласти механики или оптики, как бы точны они не были, не могут все же константировать этого изменения движения системы. Все галилеевы системы координат, последовательно связанные с лабораторией, эквивалентны с точки зрения того аспекта, в котором являются законы физики; до сих пор не было возможности констатировать ни суточных, ни годовых изменений этих законов. В частности, и именно это подтверждено опытом Майкельсона, свет, какова бы ни была его частота, распространяется с одинаковой скоростью во всех направлениях по отношению ко всем галилеевым системам отсчета.

Этот результат выявил глубокое противоречие между классической механикой, основанной на понятии абсолютного времени и на идее мгновенного действия на расстоянии, и электромагнитной теорией, по которой действия передаются от точки к точке со скоростью света. Абсолютное время и другие основные понятия классической механики согласуются с принципом специальной относительности, лишь поскольку речь идет о чисто механических опытах ограниченной точности и объясняющих их прежних законах. Но эти понятия должны быть подвергнуты глубокой переработке, чтобы они могли соответствовать и более точным фактам из области электромагнетизма и излучения, в частности, факту постоянства скорости света. Изотропное распространение света одновременно во всех галилеевых системах, бесспорно доказанное опытом, полностью противоречит прежней кинематике. Эйнштейновская критика понятия времени, обосновавшая это понятие на его истинной экспериментальной базе путем обмена световыми или герцевыми сигналами и опиравшаяся на принцип постоянства скорости света как частный случай принципа специальной теории относительности, позволила построить новую кинематику, впрочем, уже подразумеваемую в системе уравнений электромагнитной теории. Эта новая кинематика содержалась в электромагнитной теории так же, как кинематика абсолютного времени содержалась в классической механике. Обе эти теории, электромагнитная и механическая, согласуются с принципом специальной относительности, однако лишь при том условии, чтобы не было использовано одно и то же понятие времени: класси-

ческая механика сохраняет одно и то же измерение времени при переходе от одной галилеевой системы к другой; одновременности двух событий она придает абсолютный характер. Электромагнитная теория, наоборот, согласуется с принципом относительности при том условии, чтобы измерение времени было изменено при переходе от одной системы координат к другой, и при условии допущения, что два события, одновременных для одной системы координат, обычно не являются одновременными для другой системы.

Надо было сделать выбор, чтобы устранить противоречие, и старой механике пришлось уступить, потому что точность измерений, на которых обосновывались ее законы, была невелика. Эти законы были установлены путем наблюдений над телами, движущимися с относительно малой скоростью; между тем, расхождение между двумя компонентами выявляется в условиях точности, свойственных механическим измерениям только для скоростей, сравнимых со скоростью света, по крайней мере, в несколько десятков тысяч километров. Наоборот, точность электромагнитных и оптических измерений такова, что расхождение отчетливо проявляется уже для скоростей порядка наших земных скоростей—нескольких десятков километров в секунду.

Новому понятию времени, новой кинематике соответствует новая механика, первым приближением к которой и была старая механика; эта последняя действительна—соответственно степени точности экспериментов в области механики для скоростей, незначительных по сравнению со скоростью света. Скорость движущегося тела должна достигнуть тридцати тысяч километров в секунду для того, чтобы его масса, определяемая через количество движения и рассматриваемая классической механикой как постоянная, подверглась изменению порядка одной сотой согласно новой механике.

Эти предвидения удалось полностью проверить экспериментально, благодаря наблюдениям над катодными лучами, состоящими из электронов, скорость которых доведена до половины скорости света; это тот случай, когда изменение массы достигает приблизительно одной шестой ее величины в состоянии покоя. Для β-лучей радиоактивных тел, состоящих из электронов, скорость которых значи-

тельно приближается к скорости света, изменение таково, что масса движущегося тела более чем в десять раз превосходит массу тела в состоянии покоя. Новая механика, соответствующая электромагнитной теории и основанная на понятии действия на расстоянии, с учетом изменений, которые эта новая механика вносит в представление о времени, подтверждена опытом; она рассматривает классическую механику как первое приближение, приемлемое для скоростей достаточно малых по сравнению со скоростью света.

Новая механика не только не является более сложной, наоборот, она оказалась более простой, чем прежняя механика. Дело в том, что из новой механики вытекает существенный вывод — отождествление понятия массы с понятием энергии [2]. Старая механика была вынуждена, чтобы быть последовательной, вводить понятие неизменяемой массы, в то время как состояние тела и, следовательно, его внутренняя энергия изменяются. Новая же механика утверждает инерцию энергии, т. е. изменение массы тела, пропорциональное его внутренней энергии, объединяя оба понятия — массы и энергии, которые прежде были разделены и являлись объектами двух законов сохранения, совершенно независимых один от другого. Известно, насколько это открытие инерции энергии оказалось плодотворным, дав возможность, в частности, понять происхождение небольших отклонений от целых чисел отношений атомных весов к весу водорода; это открытие привело к окончательному торжеству учения о единстве материи и обнаружило, именно при помощи этих небольших расхождений, энергию (имеется в виду ядерная энергия), освобождающуюся при конденсации водорода и образовании других химических элементов.

Специальная теория относительности и требуемая ею новая механика в настоящее время уже не являются больше предметом дискуссии; мы увидим ниже, что они теперь необходимы для развития физики, и что, в частности, недавние успехи квантовой теории были бы невозможны без них.

Тесная связь между инерцией и весом, обнаруживаемая благодаря тождеству инертной массы и тяжелой массы, должна была при-

вести физиков к мысли, что, исходя из инерции энергии, можно предвидеть весомость энергии; исходя из инерции света — весомость света. Именно этим путем Эйнштейн прежде всего был приведен от специальной теории относительности к общей теории относительности.

Здесь важно подчеркнуть, каким образом критика самого понятия экспериментального закона, физического закона требует этого расширения, создает необходимость, чтобы эти законы были выражены в форме, не зависящей от системы отсчета, от равномерного или неравномерного движения наблюдателя.

Уже старая кинематика признавала, что совпадение событий в пространстве без совпадения их во времени имеет лишь относительное значение, а новой кинематикой установлено, что совпадение событий во времени без совпадения их в пространстве также имеет лишь относительный смысл, но совпадение событий одновременно и в пространстве и во времени обязательно имеет абсолютное значение. Такое совпадение должно быть признано одновременно всеми наблюдателями, каково бы ни было их движение — по Галилею или нет. И действительно, абсолютное совпадение, например, встреча двух частиц материи вызывает определенные явления, устанавливает причинную связь, которую с необходимостью признают все наблюдатели.

Итак, любой физический закон только устанавливает последовательность, причинную связь абсолютных совпадений, следовательно, закон — как и каждое из совпадений, связь между которыми он устанавливает — обладает абсолютной внутренней значимостью, не зависящей от системы отсчета.

Это рассуждение выявляет таким образом возможность создания своего рода геометрии физики (физической геометрии), в которой законы могли бы получать свое выражение в форме, независящей от особой системы координат пространства и времени, примененной наблюдателем для установления событий, о которых идет речь в формулировке данного закона. Именно таким образом чистая геометрия дает формулировку по существу законам, которые аналитическая геометрия выражает при помощи переменных координат, в зависимости от избранной системы. Однако, между тем как аналитиче-

ская геометрия Декарта появилась позже, чем чистая геометрия греков, возможность, даже необходимость физической геометрии, выражающей законы физики в абсолютной форме, не зависящей от системы отсчета, была установлена лишь тогда, когда Эйнштейн понял глубокое значение, необходимость принципа общей теории относительности. Он понял также, что эта геометрия не может быть эвклидовой потому, что существует тяготение; он понял, что тяготение связано с неэвклидовым характером пространства — времени, и тем самым впервые разъяснил установленную Ньютоном таинственную связь между инерцией и тяжестью, тождество инертной и весомой массы.

Я не имею возможности остановиться здесь более подробно на замечательном развитии этой теории, на совершенно новых предвидениях, которые были ею обусловлены, на экспериментальном подтверждении этих предвидений. Я хочу здесь только подчеркнуть тот факт, что построение этой физической геометрии развивается, и что для этой цели широко используются работы представителей чистой математики, стремящихся отыскать самые абстрактные, самые общие геометрические формы, не представляя себе, что они могут иметь отношение к физике. Труды Картана, Шутена и других плодотворно смыкаются с работами Эйнштейна; создается под названием теории единого поля геометрия, которая, оперируя одними только свойствами пространственно-временного континуума, не привносся, как это имело место в прежней механике, дополнительного понятия силы, должна дать объяснение и электромагнитных явлений и явлений, связанных с тяготением, т. е. всего того, что физика стремится объяснить. Мы видели, насколько это стремление геометризировать физику, увенчавшееся успехами как в области теории, так и в области экспериментальной, находится в глубоком соответствии с природой вещей, как ясна становится необходимость этого стремления при попытке познать истинный смысл понятия закона, основанного на опыте.

Это краткое напоминание об основных идеях, составляющих базу, на которой развивается теория относительности, выявляет одну

существенную, характерную черту современной ориентации физики и ее недавней истории: в своем стремлении выйти из трудностей, казавшихся непреодолимыми, физики были поставлены перед необходимостью вернуться к самым истокам своей деятельности, подвергнуть критике самые основные с древнейших времен установлённые понятия с тем, чтобы отделить в них существенное от произвольного, устранить из них априорное и придать этим очищенным понятиям экспериментальную значимость, настолько прямую и непосредственную, насколько это возможно. Отметим плодотворность этих усилий в области континуума, неуклонно проявлявшихся в ходе развития теории относительности; та же плодотворность выявилась, как увидим ниже, и в ходе развития второго кризиса, кризиса квант или прерывности.

Впрочем, можно надеяться (нам не запрещено надеяться), что из новых геометрий, из единой теории непрерывных силовых полей Эйнштейна может вырасти интерпретация как материи и ее строения, так и излучения и его свойств, и тем самым будет осуществлен в форме, смыкающейся с формой квант и волновой механики, к рассмотрению которой мы теперь переходим, необходимый синтез излучения и материи, волны и частицы, континуума и прерывности.

Кризис квант, который сейчас в полном разгаре, еще более серьезен, чем кризис относительности, и с философской точки зрения имеет столь же глубокое значение.

Этот кризис тоже имеет своим источником оптические опыты, имеющие отношение и к материи и к изучению. Но, если для сопоставления старой кинематики с фактами потребовалась, как например, в опыте Майкельсона, вся точность интерференционных методов измерения, то в данной области противоречие теории опыту выражено в острой, резкой форме и выявляется самым непосредственным экспериментом в области теплового излучения или фотоэлектричества.

Здесь речь идет о явлениях, относящихся, в частности, к обмену энергией между материей и излучением, обмену, который, как

я уже упоминал выше, электромагнитная теория представляла себе в виде непрерывного процесса.

Применяя к этим процессам те же самые методы статистической механики, которые уже дали возможность построить, в соответствии с опытом, кинетическую теорию газов, исходя из механических законов, управляющих явлениями обмена энергии и количеством движения между молекулами в момент их соударения, можно рассматривать проблемы, относящиеся и к материи, и к излучению, в частности, проблему теплового равновесия между ними. Эта последняя является проблемой спектрального состава излучения внутри печи с равномерной температурой, такого излучения, при котором каждой частоте соответствует точная компенсация между тем, что поглощается, и тем, что излучается стенками печи. Теоретический результат, вопреки всем ожиданиям, оказывается не только в явном противоречии с фактами, но, сверх того, является абсурдным, требуя, чтобы плотность излучаемой энергии постоянно линейно возрастала вместе с частотой, следовательно, требует бесконечно большой общей плотности излучения при любой температуре.

Эксперимент же, наоборот, знает для равномерного излучения внутри печи конечную общую плотность энергии и, согласно термодинамическому закону Стефана Больцмана, пропорциональную четвертой степени абсолютной температуры. Спектральный состав этого излучения таков, что плотность энергии равна нулю как для очень низких частот, так и для очень высоких, а в интервале достигает максимума для частоты, пропорциональной абсолютной температуре, инфракрасной при обычной температуре и проходящей по всему видимому спектру от красного до фиолетового, когда температура доходит до накаливания, соответствуя уже весьма проникающим лучам Рентгена при внутризвездной температуре, достигающей сорока миллионов градусов и больше.

Имеющееся здесь налицо резкое противоречие между опытом и теорией, признающей только непрерывный обмен между материей и излучением, бросалось в глаза физикам в течение тридцати

лет с лишним, особенно с тех пор, как Макс Планк показал в 1900 г., что статистическая теория дает, наоборот, результат, соответствующий опыту, если предположить, в противоречие с электромагнитной теорией, что явления обмена энергией, поглощения и излучения происходят прерывно, конечными порциями или квантами, величина которых пропорциональна частоте испускаемого или поглощаемого излучения с коэффициентом пропорциональности, известным с тех пор под названием константы h Планка. Наблюдения над излучением, выходящим через отверстие в стенке печи с равномерной температурой, дает возможность точно определить эту константу.

Эйнштейн показал несколько лет спустя, что для понимания законов фотоэлектрических явлений, открытых Герцем лет сорок с лишним тому назад, необходимо не только ввести понятие прерывности в объяснение явлений взаимодействия между материей и излучением, но следует отказаться также и от представления о непрерывности структуры самого излучения. Эти явления заключаются в испускании отрицательного электричества материей под действием излучения достаточно высокой частоты. Опыт показывает, что каждый электрон, вырванный таким образом радиацией определенной частоты, получает от излучения количество энергии, в точности равное кванту Планка, пропорциональное частоте с тем же самым коэффициентом h, необходимым для интерпретации законов теплового излучения. Замечателен тот факт, что количество энергии, поглощенной таким образом одним единственным электроном для данной частоты излучения, остается неизменным, какова бы ни была интенсивность, сильная или слабая, этого излучения, а также и независимо от того, каково бы ни было вещество, из которого вырван электрон. Это количество энергии зависит исключительно от имеющейся в данном случае частоты. Этот результат невозможно примирить с представлением об энергии излучения, распределенной непрерывно в пространстве и обладающей плотностью, пропорциональной интенсивности излучения. Следует, наоборот, предположить, как показал Эйнштейн, что

энергия излучения сконцентрирована в прерывных зернах или фотонах, причем каждый фотон перемещает со скоростью света количество энергии, равное кванту Планка, и количество движения, равное частному от деления этого кванта на скорость света. Поглощение и эмиссия излучения материей происходят целыми фотонами, и именно встреча одного фотона с одним электроном, при которой фотон передает электрону свою энергию, и вызывает фотоэлектрический эффект. Введение понятия прерывной структуры излучения в форме фотона позволило объяснить значительное количество новых явлений, которые все относятся к явлениям взаимодействия между материей и светом; в частности, так были объяснены явления, известные под названиями эффекта Комптона и эффекта Рамана.

С введением понятия фотона в оптике создается новая и своеобразная ситуация. Между тем как для объяснения явлений интерференции требуется волновая непрерывная концепция, та новая глава оптики, о которой только что шла речь, по-видимому, требует через понятие фотона возврата к теории эмиссии, к корпускуле света Ньютона. По-видимому, двойной—волновой и корпускулярный — аспект оптического опыта создает необходимость одновременного представления о непрерывной и прерывной структуре излучения. Теория должна уступить и сделать попытку примирить обе концепции в синтезе более высокого порядка, теорию эмиссии и волновую теорию, между которыми, как полагали раньше, выбор был уже сделан окончательно и бесповоротно 80 лет назад опытом Фуко в пользу волновой теории.

Привлечение теории относительности к решению этой проблемы создает возможность примирения и лишает силы тот классический ход мыслей, который придавал опыту Фуко его решающее значение. Не существует опыта, который имел бы решающее значение сам по себе; опыт является решающим лишь в отношении теорий, между которыми надлежит сделать выбор. Применяя к своим световым корпускулам законы классической механики, Ньютон предвидел, что коэффициент преломления света в воде составит

величину, равную отношению скорости света в воде и в воздухе, между тем как волновая теория в лице Гюйгенса предвидела обратное отношение. Новая механика, основанная на теории относительности, расходится с результатами классической механики именно там, где речь идет, как в данном случае, о скоростях того же порядка, что и скорость света в пустоте; расхождение имеет такой характер, что противоположность исчезает и нет препятствий к тому, чтобы принять одновременно и волновую концепцию для объяснения фактов интерференции и корпускулярную концепцию — фотон для объяснения законов излучения теплоты и фотоэлектричества. Наиболее достойным внимания является тот факт, что излучение предстает перед нами в двойном, волновом и корпускулярном, аспекте, и что необходим синтез между двумя концепциями, — непрерывной и прерывной, которые в прежнее время противостояли одна другой. Этот синтез еще не осуществлен, мы достигли пока еще только компромисса, признав, что излучению присущ двойственный характер, волновой и корпускулярный, непрерывный и прерывный, причем частицы или фотоны перемещают или локализуют энергию и количество движения, а волны определяют своим распространением распределение вероятности присутствия фотонов. Мы должны отказаться от мысли следить за каждым фотоном индивидуально и применять к ним законы механики, которые верны только в среднем для распределений, которые предусматриваются волновым процессом. Понятие светового луча, рассматриваемого как траектория частицы — фотона, исчезает, как показывают явления дифракции, едва лишь мы попытаемся применить эти понятия не к внутренней части светового пучка, не к совокупности фотонов, а как-нибудь иначе. Световой луч, его прямолинейное распространение, столь отчетливое при прохождении через отверстие достаточного размера, исчезает, как только мы попытаемся, уменьшая отверстие, изолировать луч света, индивидуальную траекторию фотона. Законы дифракции, столь точно предусматриваемые волновой теорией, продолжают, как бы ни было мало отверстие, статистически определять распределение фотонов в подверг-

шемся дифракции пучке за пределами этого отверстия. Не может быть и речи о том, чтобы проследить экспериментально или теоретически индивидуальную траекторию частицы света; только в среднем действительны для фотонов законы, которые им предписывает релятивистская динамика. Таким образом, оптика сводится к статистике фотонов, определяемой волнами. Интенсивность света волновой теории превращается в вероятность присутствия фотонов; явления интерференции и дифракции продолжают поддаваться точному предвидению благодаря распространению волн; когда теория предвидит белую полосу в интерференционной картине, мы с необходимостью толкуем это как большую вероятность присутствия фотона; когда теория предвидит темную или черную полосу, мы истолковываем это как вероятность слабую или равную нулю.

Та же необходимость, которая в области изучения света заставила физиков присоединить к волновому и непрерывному элементу элемент корпускулярный и прерывный, к волнам Френеля — пилотируемые ими фотоны, встала перед нами в обратном порядке и в отношении материи. Действительно, пришлось в ходе недавнего развития кризиса квант создать волновую механику, присоединить к зернам прежнего представления, электронам, протонам, атомам или молекулам, волны нового типа, волны де Бройля и Шредингера. Как и световые волны в отношении фотонов, так и новые волны присоединены к материальным частицам связью, которая до сих пор известна нам только в статистическом аспекте; новые волны определяют вероятность присутствия зерен материи, подобно тому, как электромагнитные волны определяют распределение световых зерен или фотонов.

Корпускулярная концепция материи в точной форме ядерного строения атома Резерфорда развилась совершенно естественным образом, сперва по аналогии с небесной механикой, причем в эту новую область были перенесены методы механики — классической или релятивистской — в применении к электронам, рассматриваемым как материальные точки. Предполагалось, что наподобие планет, обращающихся вокруг солнца под действием силы тяготения,

эти электроны описывают вокруг ядра орбиты, определяемые взаимодействием сил электромагнитного происхождения.

Проблема, поставленная таким образом, допускает непрерывное множество решений, из которых, впрочем, ни одно не может соответствовать стационарному состоянию атома, поскольку движущиеся электроны должны, по точному смыслу электромагнитной теории, излучать энергию постоянно и непрерывно, вследствие наличия ускорения их движения. Вследствие замедления движения, являющегося результатом потери энергии через излучение, планетарные электроны должны были бы в очень короткий срок, равный небольшой доле секунды, при любых исходных условиях, упасть на ядро и совершенно нейтрализовать его электрически. Излучение, испускаемое в течение этого процесса, должно было бы, согласно электромагнитной теории, непрерывно изменять свою частоту и соответствовать излучению непрерывного спектра. И опять-таки мы находимся в явном противоречии с фактами, поскольку атомы проявляют большую устойчивость и поскольку, по крайней мере в газообразном состоянии, испускаемое ими излучение соответствует спектру с прерывными линиями, характерному для химической природы атомов. Известно, каким образом Нильс Бор через ряд гипотез — удачных, но несовместимых с классической теорией, — открыл новый путь: опираясь на соответствующие правила квантования с участием константы Планка, он выбрал прерывный ряд движений из непрерывного ряда решений, возможных с точки зрения механики, и допустил, наперекор законам электромагнетизма, что эти избранные им особые движения продолжаются без излучения, причем каждое из них соответствует устойчивой конфигурации атома, обладающей определенной и постоянной внутренней энергией. Излучение имеет место через поглощение или эмиссию фотона только в связи с переходом из одного из этих устойчивых состояний в другое, которому присуща бóльшая энергия при поглощении и энергия более слабая при испускании излучения; энергия выделенного или поглощенного фотона, а следовательно, и частота соответствующего излучения определяется разницей меж-

ду энергией атома в исходном его состоянии и его энергией в заключительной стадии претерпеваемого им изменения.

Это своеобразное и противоречивое объединение законов механики и электромагнетизма с гипотезами, резко им противоположными, с самого начала имело большой успех применительно к системам с одним планетарным электроном, нейтральным атомом водорода, ионизированным атомом гелия или лития. Бор, применяя старую механику, и еще более успешно Зоммерфельд, применивший новую механику на основе специальной теории относительности, более соответствующей законам электромагнетизма, сумели полностью объяснить структуру спектра, излучаемого каждой из этих систем.

Однако неустраненное основное противоречие не замедлило обнаружиться: успех, которым пользовалась система с одним электроном, не имел продолжения, и применение тех же самых методов квантования к случаю с двумя электронами, например, к атому гелия, привело к результатам, оказавшимся в явном противоречии с действительностью. Пришлось искать других решений, менее страдающих нелогичностью исходных положений. Эти усилия, которые шли в двух направлениях, привели к цели, причем оба направления весьма удачно сошлись в одной точке: с одной стороны, динамика матриц, открытая Гейзенбергом и Борном, и, с другой стороны, волновая механика, созданная сперва Луи де Бройлем, затем Шредингером.

Для труда Гейзенберга характерна конструктивная критика, аналогичная той, которую мы констатировали в труде Эйнштейна. В обоих случаях налицо трудности, в одинаковой мере глубокие, основные; плодотворный путь выхода из этих затруднений — анализ старых понятий и замена их другими, более непосредственно смыкающимися с опытом. Гейзенберг подчеркнул, насколько мы удаляемся от непосредственных данных опыта, пытаясь конструировать картину атома по образцу планетарной системы, и экстраполируем в эту новую область понятия, которые были введены для объяснения механических фактов, совершенно отличных от фактов спектроскопических или микроскопических, о которых идет речь в данном случае. Представление об электронной орбите внутри атома

не имеет никакого экспериментального смысла, сравнимого со значением планетарной орбиты или траектории брошенного тела. Более того, несомненное существование квант света и вызываемого ими фотоэлектрического эффекта вносит глубокое различие между макроскопическим случаем планеты или брошенного тела и микроскопическим случаем внутриатомного электрона.

Путем глубокого анализа самих условий всякого наблюдения Гейзенберг показывает, что наблюдение предполагает всегда воздействие наблюдающего на наблюдаемую систему и реакцию этой системы, в результате чего и получается наблюдение. Чтобы проследить движение брошенного тела, необходимо его осветить, послать на него известное количество фотонов, из которых некоторые отбрасываются им обратно и обнаруживают его присутствие, давая возможность определить каждое из последовательно занимаемых им положений. Толчок этих фотонов нарушает движение, которое наблюдатель хочет изучить, но константа Планка так мала, кванты видимого света так легки, что свет, необходимый для освещения брошенного тела, передает ему лишь ничтожные количества энергии и количества движения и нарушает его движение едва уловимым образом. Дело обстоит иначе, когда мы переходим в область микрочастиц: количество света, требуемое для освещения одного атома и выявления содержащихся в нем электронов, не может быть меньше одного фотона, и встреча одного фотона с одним электроном, вследствие полного поглощения фотона или вследствие эффекта Комптона, глубоко нарушает движение электрона; из этого факта следует, что, если даже для описания того, что происходит, мы будем употреблять обычный для механики способ выражения, мы все-таки не можем надеяться сделать видимым движение одного единственного электрона, не изменив его при этом настолько, что всякое индивидуальное наблюдение теряет свое экспериментальное значение. Существование квант, их величина, определяемая константой Планка, не допускает даже мысли о том, чтобы возможно было бы до бесконечности уменьшать значение вмешательства наблюдателя в наблюдаемую систему, чтобы по мере того, как умень-

шаются размеры малой системы, параллельно возрастала бы тонкость средств наблюдения. Тонкость лезвия того скальпеля, при помощи которого мы анатомируем природу, ограничена: она измеряется константой Планка, и это обстоятельство делает невозможной самую мысль о том, чтобы индивидуальное движение частиц электронной орбиты могло иметь экспериментальный смысл.

К этой критической части, которую мы рассмотрим ниже в несколько ином аспекте, Гейзенберг присоединяет, как и Эйнштейн, конструктивную часть, причем вводит новые понятия, которые, подобно относительному времени Эйнштейна, определяемому обменом световых сигналов, состоят в тесном контакте с экспериментальной действительностью и знаменуют собой возврат к тенденции в большей мере описывать явления, чем их объяснять.

Спектроскопия дает нам наиболее существенную информацию о внутреннем строении атомов, или точнее, об их свойствах. То, что мы знаем об атоме, мы узнали из его спектра, изучая частоты и интенсивности спектральных линий, составляющих совокупность бесконечных и прерывных рядов. И именно всю эту совокупность, непосредственно данную нам опытом, мы должны истолковывать в отвлеченных понятиях, при помощи которых мы можем надеяться построить теоретическое представление о фактах. Бесконечные матрицы, уже изученные математиками чистейшей воды, ни в какой мере не предвидевшими такую встречу с физиками, оказались исключительно приспособленными для такой интерпретации спектра в целом. Так как каждый из элементов матрицы соответствует спектральной линии, то мнимый характер этих элементов помогает им выражать интенсивности через свои модули, а частоты — через аргументы. Путем замечательного обобщения этих идей, законы атомного мира выражены отношениями между физическими величинами нового типа, причем каждая из этих величин соответствует бесконечной матрице. Вычисление элементов этих матриц позволяет предвидеть доступные опыту проявления атомной структуры, например, спектр излучения или поглощения и изменения, которым подвергаются эти спектры в изменяющихся условиях.

Замечательный успех этой теории, безукоризненно последовательной, с логической точки зрения, но вместе с тем в высшей степени абстрактной, возрос, когда было установлено ее совпадение с результатом соображений совершенно другого порядка, которые привели к созданию волновой механики.

Исходя из точки зрения, совершенно отличной от точки зрения Гейзенберга, стремясь, в противоположность Гейзенбергу, остаться верным объяснительной тенденции в физике, Луи де Бройль поставил себе вопрос: не представляется ли возможным, что для объяснения атомной структуры представление волны приведет к успеху там, где чисто корпускулярная теория оказалась несостоятельной? Если в области оптики пришлось для объяснения столь разнообразных аспектов излучения присоединить частицы, фотоны к волнам электромагнитной теории, то не попытаться ли преодолеть трудности, возникающие в отношении материи, аналогичным путем, присоединяя к частицам, постулируемым в понятии материи, волны, которые определили бы распределение частиц, и более того, были бы способны даже заменить их.

Чтобы уточнить все относящееся к этим волнам, сопутствующим каждому зерну материи, в частности их частоту, Луи де Бройль возвращается в обратном порядке к квантовому соотношению, позволяющему, исходя из частоты световых волн, вычислить энергию кванта сопутствующего фотона. Он допускает, что существует одно и то же отношение пропорциональности, с константой Планка в качестве коэффициента, между энергией,— в данном случае известной,— зерна материи и неизвестной частотой гипотетических волн. Используя релятивистскую кинематику, он получает возможность вычислить скорость распространения этих волн как функции скорости зерна материи, а следовательно, может вычислить и длину соответствующей волны путем деления этой скорости распространения на частоту.

Для электронов, прошедших разность потенциалов от ста до тысячи вольт, вычисленная таким путем длина волны представляет собой величину того же порядка, что и длина волны обычно

употребляемых лучей Рентгена, и опыт подтвердил, что пучок электронов или катодных лучей, проходя через тонкую металлическую фольгу или отражаясь от поверхности кристалла, ведет себя в точности так, как заставляет это предвидеть дифракция сопутствующих волн де Бройля, если допустить, что эти волны определяют вероятность распределения электронов, точно так же, как распространение световых волн определяет распределение сопутствующих фотонов.

Воспринятая и развитая Шредингером идея Луи де Бройля оказалась замечательно плодотворной. Необходимость установить в среднем для частиц, направляемых волнами, соответствие с обычными законами механики позволяет найти уравнение распространения этих волн и определить их поведение в присутствии электрического или магнитного поля, к которому материальные частицы чувствительны; следовательно, поле должно влиять на распространение волн, определяющих распространение частиц. Это уравнение распространения дает тот замечательный результат, что в электрическом поле, окружающем атомное ядро, для новых волн возможен прерывный ряд стационарных состояний с частотами и, следовательно, энергиями, в точности соответствующими прерывному ряду устойчивых состояний, необходимых для представления излучения спектра атома при переходе из одного из этих состояний в другое. Прерывность членов этого ряда, которую механика орбит была не в состоянии объяснить без искусственной помощи правил квантования Бора и Зоммерфельда, вытекает при посредстве систем стационарных волн самым естественным образом из волновой концепции. Любая система, упругая или акустическая, по которой могут пробегать волны — вибрирующая струна, звучащая труба, и т. п., дает целый прерывный ряд свойственных ей модусов вибрации, соответствующих разным системам стационарных волн, совместимых с условиями на границах. Таким же образом и пространство, занятое электрическим полем, окружающим атомное ядро, допускает для волн де Бройля — Шредингера в точности именно те стационарные состояния, которые соответствуют устойчивым состояниям, требуемым спектроскопией.

Впрочем, оказалось возможным доказать, что каково бы ни было число электронов и корпускул и каково бы ни было силовое поле, действию которого они подвергаются, новая волновая механика приводит в точности к тем же результатам, как и теория матриц Гейзенберга и Борна, которую она, однако, превосходит как в отношении легкости вычислений, так и своим менее абстрактным построением, более соответствующим интеллектуальным привычкам и концепциям физиков, давно уже усвоивших обращение с волновой картиной и с представлением о стационарных волнах. Тот случай, когда налицо несколько корпускул, требует, впрочем, чтобы распространение этих волн рассматривалось не в обыкновенном пространстве, имеющем три измерения, а в пространстве конфигурации, число измерений которой равно числу степеней свободы системы, т. е. втрое больше, чем число корпускул, поскольку необходимо иметь три координаты, чтобы определить положение каждой корпускулы.

Я не имею возможности упомянуть здесь обо всех результатах, полученных за последнее время на этих путях. Рассмотрение случая двумя или несколькими частицами выявило взаимодействия нового типа, играющие основную роль в объяснении химических соединений, к теории которых они дают возможность подойти количественно, а также и в понимании ферромагнетизма, вязкости и т. п.

Один из наиболее замечательных фактов относится к результатам, полученным Дираком. Он придавал новым волнам сложную структуру, аналогичную той, которую физики вынуждены были ввести в область оптики и электромагнетизма, чтобы объснить поляризацию света; он выдвинул в качестве необходимого условия требование, чтобы законы распространения его волн удовлетворяли принципу специальной теории относительности и сохраняли свою форму, как должны ее сохранять все физические законы для преобразований, соответствующих переходу от одной галилеевой системы к другой. Таким путем Дирак показал, что к электрическому заряду такой частицы, как электрон или протон, обязательно должен быть присоединен магнитный момент, в точности равный тому,

который был ему приписан по соображениям спектроскопического порядка. Эти электронные и протонные моменты проливают новый и неожиданный свет на магнитные свойства материи; они дают возможность предвидеть существование, до того времени ни в какой мере не подозревавшееся, а теперь полностью подтвержденное фактами, двух глубоко различных формул молекулы водорода — ортоводорода и параводорода; обыкновенный газообразный водород представляет собой смесь этих двух форм в пропорции 1 : 3, которая была предугадана теорией для равновесия между обеими изомерными формами.

Можно также предвидеть, при возрастании числа электронов вокруг атомного ядра с увеличивающимся положительным зарядом, последовательность форм и периодичность свойств атомов, открытые химиками и представленные в классификации Менделеева.

Так создается волновая механика, в которой исчезает, в масштабе корпускулы, понятие индивидуальной траектории или орбиты; точно так же, как в оптике исчезает понятие луча, когда размеры приборов перестают быть большими по сравнению с длиной волны. Как волновая оптика дала возможность превзойти оптику лучей или геометрическую оптику, которую она рассматривает как первое приближение, так и волновая механика дополняет механику траекторий или геометрическую механику, когда эта последняя, в масштабе корпускулы, уже перестает быть применимой.

Противоположность между материей и излучением перестает, таким образом, быть противоположностью между непрерывным и прерывным. Со стороны материи, так же как и со стороны излучения, необходимо, по крайней мере в настоящее время, присоединить непрерывный волновой элемент к элементу прерывному, корпускулярному. И с той и с другой стороны необходим синтез, и в настоящее время он разрабатывается в направлении уточнения связи между волной и корпускулой, которую мы временно выражаем в статистической форме, причем волна как для света, так и для материи определяет вероятность присутствия сопутствующей корпускулы. Это главная задача, на которую направлены в настоящее время усилия физиков.

Я попытался выявить ту большую роль, которую играли в новейшем развитии физики критический анализ старых понятий и построение новых, основных понятий, лучше приспособленных для отображения действительности. Быстрое развитие, ставшее необходимым вследствие возрастающей точности эксперимента и накопления экспериментальных данных, обновило на протяжении тридцати лет представления, казавшиеся наиболее прочно установленными, и освободило их от значительной части содержавшихся в них априорных моментов.

Процесс этот еще далеко не закончен, он все еще продолжается. Критика понятия наблюдения, предпринятая Гейзенбергом, ставит в настоящее время вопрос о границах детерминизма и затрагивает сейчас основы, на которых мы считаем возможным построение науки о действительности. Факт, о котором мы упоминали выше, как о следствии существования квант, а именно: невозможность проследить индивидуальное движение частицы без глубокого нарушения этого движения, привел Гейзенберга к утверждению принципа так называемого индетерминизма, из которого, по его мнению, следует, что экспериментальным путем мы можем уловить только статистические законы, не более того. Индивидуальное поведение частиц материи или света, согласно этой концепции, ускользает от какой бы то ни было возможности предвидения и, следовательно, от всякого детерминизма. В области физики, как и в демографии, законы средних чисел тем точнее, чем больше число охватываемых ими индивидуальных случаев; законы эти, якобы, прикрывают основной индетерминизм каждого единичного случая.

Не следует торопиться высказывать свое суждение по столь важному вопросу, нужно довериться и на этот раз критическому рассмотрению точного смысла слов и понятий. Поиски детерминизма являются до такой степени основным двигателем всех наших усилий дать научное построение, что следует спрашивать себя в тех случаях, когда природа оставляет какой-нибудь вопрос без ответа: нет ли оснований считать, что вопрос неверно поставлен, и не лучше ли отойти от представления, вызвавшего такую постановку его?

ПРИЛОЖЕНИЯ



ОТ РЕДАКЦИИ

В настоящем издании собраны классические труды Поля Ланжевена. При жизни он издал лишь один небольшой сборник своих работ [1], и его многочисленные исследования рассеяны по различным разошедшимся периодическим изданиям. Только часть из них, наименее доступная, была посмертно издана учениками и последователями П. Ланжевена, в том числе Фредериком Жолио-Кюри в 1950 г. [2] Настоящий сборник опирается в основном на это издание. Поскольку во французское собрание «Научных трудов» Ланжевена были включены его основные патентные заявки по применению ультразвука к зондированию морских глубин, в настоящем издании мы нашли возможным дать перевод одной из патентных заявок основателя ультраакустики, получившей в наше время широчайшее значение в науке и технике.

Помимо представленных во французском собрании работ Ланжевена в настоящем сборнике публикуется лекция Ланжевена об ультразвуковых колебаниях и их применении, прочитанная им в Тбилисском университете во время его пребывания в СССР, поскольку она содержит сведения о некоторых классических результатах работ ученого. Публикуется также обзор развития физики в Коллеж де Франс, сделанный Ланжевеном в связи с 400-летием этого учреждения, так как он содержит, кроме характеристики работ других ученых, освещение самим Ланжевеном собственных работ.

---

[1] P. Langevin. La Physique depuis vingt ans. Paris, 1920. Русск. пер., 1923.

[2] Oeuvres scientifiques de Paul Langevin. Paris, Centre National des Recherches scientifiques, 1950.



Поль Ланжевен



Я. Г. Дорфман

ПОЛЬ ЛАНЖЕВЕН

I

Среди наиболее замечательных людей первой половины XX в. особое место занимает выдающийся французский физик и прогрессивный общественный деятель Поль Ланжевен — человек глубокого творческого ума и огромного горячего сердца.

Ланжевен сочетал в себе тонкого и искусного физика-экспериментатора, оригинального и в то же время строгого физика-теоретика, вдумчивого философа, пламенного борца за социальную справедливость, мир и прогресс, яркого, увлекательного учителя молодежи и необыкновенно обаятельного, изумительно «человечного» человека.

Публикуемые в этом томе избранные труды по физике, составляющие лишь часть его огромного наследия, характеризуют Ланжевена как физика-классика. Ряд его ценных обзоров состояния физической науки вошел в ранее опубликованный сборник[1].

II

Поль Ланжевен родился 23 января 1872 г. в скромной семье парижского мастерового. Рассказы родителей о Парижской Коммуне 1871 г. и о жестокой расправе с героями народного восстания оставили неизгладимый след в душе юного Ланжевена: «они вложили

[1] П. Ланжевен. Избранные произведения. Статьи и речи по общим вопросам науки. М., 1949.

в мое сердце, — вспоминал он потом, — отвращение к насилию и страстное желание общественной справедливости». С детских лет Поль Ланжевен обнаружил настолько блестящие способности, что на протяжении всего последовательного курса обучения в трех учебных заведениях он был освобожден от платы за обучение. Отлично закончив начальную школу, затем школу имени Лавуазье, шестнадцатилетний Ланжевен поступил в 1888 г. в своеобразное техническое училище — Школу физики и химии Парижского муниципалитета. Он закончил ее с отличием в 1891 г. Его учителем был молодой Пьер Кюри, работавший здесь в качестве преподавателя с 1883 по 1903 г. Прекрасная постановка преподавания физики и химии сыграли не только решающую роль в формировании интересов и знаний молодого Ланжевена, но и на всю жизнь привязали его к Школе. Закончив ее, он, по совету своих учителей, стал готовиться в высшее учебное заведение. В 1894 г. Ланжевен первым сдал вступительные конкурсные экзамены в Высшую нормальную школу — в то время лучшее высшее учебное заведение Франции.

В эти годы возникли дружеские отношения Ланжевена с тремя впоследствии крупнейшими французскими физиками — Эме Коттоном, Жаном Перреном и Пьером Вейссом. Дружба эта сохранилась на всю жизнь. Ланжевен принимал участие в экспериментальных исследованиях по ионизации газов рентгеновыми лучами, проводившихся его старшим товарищем Жаном Перреном. В процессе этих исследований и дружеских дискуссий сформировался интерес Ланжевена к вопросам ионизации газов. В 1897 г. он закончил Высшую нормальную школу с отличием, получив диплом по специальности физических наук, открывавший ему доступ к научной карьере. Ланжевену при этом была предоставлена «стипендия города Парижа» для продолжения образования в Англии.

Так началась его научная деятельность. Стипендия давала возможность Ланжевену провести год в Кембридже, в Кэвендишской лаборатории, руководителем которой был тогда выдающийся английский физик Джозеф Джон Томсон. «Этот год был решающим для ориентации моей научной деятельности», писал впоследствии Лан-

жевен, вспоминая о своем пребывании в Кембридже. Здесь Ланжевен приступил к работе над своей диссертацией «Исследования в области ионизированных газов», защищенной им в 1902 г. в Париже.

III

В тот период в лаборатории Дж. Дж. Томсона велась напряженная работа по изучению процесса прохождения электрического тока через газы. Незадолго до того было установлено трудами самого Томсона, а также работами Резерфорда и Таунсенда, что проводимость, приобретаемая газами под действием рентгеновых лучей и радиоактивных излучений, создается заряженными частицами — газовыми ионами, образующимися в результате действия этих излучений на молекулы газа. Уже были заложены основы математической теории прохождения разряда через газы и выяснены два основные процесса, протекающие при этом в газе: ионизация и рекомбинация. В то время еще не существовало самого понятия «коэффициента рекомбинации», оно было впервые введено Ланжевеном в его диссертационной работе; почти ничего не было известно о зависимости рекомбинации от давления газа, еще очень плохо были измерены подвижности газовых ионов, а потому и природа их была еще изучена недостаточно.

Приступив к исследованию ионизованных газов, Ланжевен предложил и осуществил ряд новых экспериментальных методов исследования. Так, для определения коэффициента рекомбинации Ланжевен предложил метод, при котором газ, помещенный между плоско параллельными электродами, подвергался ионизации посредством мгновенной вспышки рентгеновского излучения продолжительностью около 10^{-4} *сек*. Прилагая затем поле к газу, можно наблюдать зависимость заряда, приобретаемого электродами, от времени. Ланжевен дал полную математическую теорию своего метода и впервые измерил зависимость коэффициента рекомбинации от давления в различных газах. При этом он варьировал давление примерно от 150 до 3000—4000 *мм* рт. ст.

Следует подчеркнуть, что измерение ионизирующего действия мгновенной вспышки рентгеновского излучения смогло быть осуществлено Ланжевеном лишь благодаря значительному увеличению чувствительности и устойчивости электрометрической установки. Пользуясь одним и тем же квадрантным электрометром, Ланжевен варьировал электроемкость установки в зависимости от величины измеряемого заряда. Для этой цели к электрометру был присоединен многопластинчатый конденсатор переменной емкости, состоящий из двух систем металлических пластин, входящих одна в другую при вращении рукоятки. В наше время такие конденсаторы применяются в радиотехнике, и производство их является массовым. В те годы не было радиотехники, и Ланжевену пришлось впервые сконструировать такой конденсатор.

Ланжевен предложил и осуществил новый метод измерения подвижностей ионов также при воздействии на газ мгновенной вспышки ионизирующего рентгеновского излучения. Следует подчеркнуть, что в те времена использование мгновенной вспышки рентгеновского излучения было особенно существенным, поскольку в распоряжении экспериментатора не имелось способов поддержания длительной устойчивости в работе рентгеновской трубки. Ведь рентгеновской трубке было тогда лишь шесть лет от роду! Используя мгновенную вспышку, Ланжевен измерял подвижности ионов методом переключения поля в газе на определенные промежутки времени.

Разработанный в 1901—1902 гг. Ланжевеном метод измерений нашел широкое применение в последующие годы. В 1906 г. им пользовался Филипс, в 1909 г. Веллиш, в 1912 г. Коварик[1]. Замечательно, что и математическая теория Ланжевена и большая часть результатов его измерений получили полное подтверждение в дальнейших работах других авторов и признаны ныне классическими. Наиболее характерной чертой этой выдающейся работы Ланжевена

[1] J. J. Thomson a. G. P. Thomson. Conduction of electricity through gases. 3 ed., Cambridge, v. I, 1928, pp. 122—128.

является отчетливое стремление автора проверять каждое теоретическое соображение строгим, критически продуманным экспериментом.

Исследуя в дальнейшем (1904—1905) проводимость свободной атмосферы, Ланжевен обнаружил наряду с обычными ионами еще особые медленно движущиеся тяжелые ионы, несущие заряд, в десятки раз превосходящий заряд обычных газовых ионов. Ланжевен сразу же разобрался в природе этих ионов и пришел к выводу, что они представляют собой заряженные частички пыли. Они получили в свое время название «ланжевеновых» ионов. Ланжевен правильно оценил значение исследования «тяжелых» ионов атмосферы для теории возникновения осадков и для развития атмосферной оптики. Высказанные Ланжевеном соображения о законах движения этих ионов, распределения их по высоте и т. д. явились предметом его докладов и дискуссий в Коллеж де Франс и были в дальнейшем развиты в диссертациях его молодых сотрудников Эжена Блоха, Анриё, а также Мориса де Бройля.

IV

В 1902 г. в возрасте 30 лет Ланжевен стал читать самостоятельный курс в Коллеж де Франс, а в 1903 г. он стал заместителем заведующего кафедрой общей и экспериментальной физики известного физика и астронома проф. Маскара.

В 1905 г. бывшему воспитаннику Школы физики и химии города Парижа поручается ведение преподавания физики в этом учебном заведении. Таким образом, в эти и последующие годы Ланжевен несет большую педагогическую нагрузку и уделяет преподаванию значительную часть своего внимания. «Он необыкновенно одарен для роли преподавателя: его жгучий взгляд, его медленная дикция, отражающая стремление приспособить фразу к многочисленным нюансам его мысли, привлекают внимание его слушателей, и они уже не могут забыть тех обширных новых областей, доступ к которым он

им открыл»,— так пишет Луи де Бройль[1], слушавший лекции Ланжевена. Да, впрочем, это должен был отметить всякий, кому посчастливилось когда-либо слышать Поля Ланжевена. Выдающийся французский физик Фредерик Жолио-Кюри говорил в своей речи на праздновании 73-летия Ланжевена, обращаясь к своему бывшему учителю: «Ваше преподавание в Школе физики и химии и Ваши лекции в Коллеж де Франс имели на меня и на многих моих товарищей решающее влияние».

До сих пор, к сожалению, не опубликованы рукописи лекций Ланжевена. Однако мы можем составить себе некоторое представление о характере изложения в них физики на основании интереснейшего доклада «Дух научного образования», прочитанного Ланжевеном в 1904 г. в Париже в Педагогическом музее[2]. В этом докладе Ланжевен подверг жесточайшей критике догматический характер преподавания физики и ее изложения в учебниках. «...Воспитательное значение науки,— говорит Ланжевен,— состоит столько же в самом открытии, сколько в усилии, благодаря которому оно достигается; в изложении законов, как и в их истории; в перспективе, которую их совокупность открывает в реальность, в их точном соответствии фактам и в дисциплине, которая служит для их установления. Эти две стороны научного преподавания неразделимы, как два члена тождества...» Преобладающей же чертой руководств по физике является перечисление без широких перспектив фактов и законов от начала книги до конца. Учащийся, требующий от науки только образования, выносит от всего этого впечатление, что «физики представляют собой своеобразную секту верующих, которую забавляет смотреть на все сквозь особые очки и строить кривые столь же расточительно, как и бесполезно». Ланжевен особенно подчеркивал в своем докладе, что ученики выносят из догматического преподавания физики «впе-

---

[1] L. de Broglie. Notice sur la vie et l'oeuvre de Paul Langevin. P., 1947, p. 10.

[2] П. Ланжевен. Избранные произведения. Статьи и речи по общим вопросам науки. М., 1949, стр. 43—59.

чатление законченной и мертвой науки», в то время как она в действительности находится еще в младенческом состоянии, ее преображают в старика. Главной целью преподавания должно быть создание представления «о живом и непрерывном усилии, которое делает наука, чтобы приспособиться к внешней реальности»,—провозглашает Ланжевен. В этих словах мы слышим решительный протест Ланжевена против идеалистических попыток оторвать науку от реального мира. Ланжевен стремится показать науку не как законченную выдуманную схему, а как непрерывно развивающееся усилие отразить действительность. Попутно он критикует модный в то время «энергетизм» Оствальда, иронически указывая, что «современные апостолы»... делают из энергии новый кумир, многочисленные воплощения которого якобы достаточны для того, чтобы представить все явления природы.

Доклад Ланжевена «Дух научного образования» показывает, с какой искренней серьезностью и глубиной относился он к преподаванию науки, стремясь вооружить молодежь глубоким пониманием всего хода ее развития. Из этих слов нетрудно видеть, что лекции Ланжевена представляли собой не повторение глав учебников, а самостоятельное творческое построение курса. В преподавании физики Ланжевен следовал своей руководящей идее «Comprendre vaut mieux que connaître» (понимать — важнее, чем знать).

Ясно, что такого рода работа, при большой педагогической нагрузке, не оставляла Ланжевену много времени для научных исследований. Но Ланжевен не прерывал своих исследовательских работ, пока еще продолжавшихся в направлении изучения ионизации газов. Так, в 1904 г. он опубликовал (совместно с Е. Блохом) работу о проводимости газа в пламени[1].

В том же 1904 г. молодому Ланжевену поручается обзорный доклад на тему «Физика электронов» на Международном конгрессе

---

[1] Sur la conductibilité des gaz issus d'une flamme. Comptes rendus Acad. sci. 1904, 139, 92.

науки и техники в Сент-Луисе в США[1]. В этом докладе Ланжевен развернул перед слушателями гигантскую панораму новой физики прерывности электрических зарядов, показав на ряде примеров огромные успехи, достигнутые в электронной теории Лорентца. С особенным блеском выявилась при этом замечательная способность Ланжевена давать наглядное ощутимое представление о самых сложных физических процессах. Доклад охватывает разнообразные явления, а в конце Ланжевен останавливается на магнитных свойствах, вкратце излагая идеи, положенные им в основу его теории излучения и электромагнитной инерции и его классического труда по теории диа- и парамагнетизма, опубликованного в 1905 г.[2]

V

Развитие электронной теории и опытные данные, полученные П. Кюри, выявившие законы зависимости магнитных свойств от температуры, поставили в то время в порядок дня вопрос о создании электронной теории магнетизма. В 1902 г. появилась теория Фойхта[3]. Автор рассматривает электроны, движущиеся по замкнутым орбитам в атомах вещества, и исследует действие внешнего магнитного поля на эти орбиты. Предполагается, что первоначально орбиты расположены беспорядочно, так что даже самый малый объем вещества не обладает результирующим моментом. Исследование привело Фойхта к выводу, что хотя внешнее поле изменяет орбиты электронов, однако оно не меняет создаваемого ими магнитного поля и магнитного момента. Таким образом, если до включения внешнего поля результирующий момент равнялся нулю, он остается таковым и после включения поля, и, следовательно, никакого намагничивания оно не вызывает. Для того чтобы объяснить возник-

---

[1] Этот доклад, опубликованный в Revue générale des sciences, 1905 г., стр. 257—276, подробно изучался В. И. Лениным, и ссылка на него имеется в «Материализме и эмпириокритицизме». Соч., т. 14, изд. 4, стр. 247.

[2] См. этот том, стр. 364.

[3] W. Voigt. Ann. der Physik (4) 9, 115, 1902.

новение намагниченности, необходимо допустить, по мнению Фойхта, наличие беспорядочных взаимных тепловых столкновений. Тогда возникнет магнитный момент. Тело может оказаться пара- или диамагнитным в зависимости от того, будет ли средняя кинетическая энергия электронов после столкновений больше или меньше, чем их средняя потенциальная энергия.

Приблизительно к тому же выводу пришел и Дж. Дж. Томсон в 1903 г.[1] Он также доказал, что внешнее поле не может вызвать никакого намагничивания, если первоначально результирующий момент равнялся нулю, но при этом он обратил внимание на то, что если движения электронов подвержены действию силы, аналогичной трению, то под действием внешнего поля возникает парамагнетизм. Совершенно очевидно, что обе эти теории не могли претендовать на объяснение значительного экспериментального материала, который был накоплен к тому моменту в области магнетизма. Эта задача была решена теорией Ланжевена.

VI

Теория магнетизма Ланжевена опирается прежде всего на два факта. Первый факт является следствием, установленным Лорентцем из эффекта Зеемана—наличие в атомах частиц, у которых отношение заряда к массе в точности равно этому отношению у электронов. Этот факт может служить доказательством существования в атомах электронов. Второй факт является следствием электронной теории проводимости металлов, свидетельствующим о том, что движущийся электрон окружен магнитным полем.

Ланжевен вводит предположение о том, что гипотетические «молекулярные амперовы токи» являются не чем иным, как замкнутыми орбитами обращающихся в атомах электронов. При этом он критикует своих предшественников Фойхта и Дж. Дж. Томсона, безуспешно пытавшихся на основе одного и того же предположения

[1] J. J. Thomson. Phil. Mag. (6) 6, 673, 1903.

вывести как диамагнетизм, так и парамагнетизм. Ланжевен обращает внимание на то, что, согласно опытным данным Пьера Кюри, диамагнетизм не зависит от температуры, а парамагнетизм убывает с ее ростом. Отсюда Ланжевен делает вывод, что это явления различного происхождения.

Рассматривая теорему Лармора, утверждающую, что действие магнитного поля на обращающиеся в атомах и молекулах электроны компенсируется вращением, именуемым ларморовой прецессией, Ланжевен расширяет смысл этой теоремы. Он доказывает, что если посредством «адиабатического» процесса медленно устанавливается магнитное поле или если система, содержащая движущиеся электроны, медленно вносится в поле, то на первоначальное движение электронов накладывается прецессионное вращение, приводящее к возникновению магнитного момента, направленного навстречу внешнему полю. Ланжевен обращает внимание на то, что с этой точки зрения все вещества должны были бы быть диамагнитными. Однако он делает следующий шаг. Он различает два случая. Первый, когда до включения внешнего поля атомы не обладают собственным магнитным моментом, т. е. когда моменты отдельных электронных орбит в атоме взаимно компенсируются. Второй, когда каждый атом обладает собственным магнитным моментом. Ланжевен приходит к выводу, что в первом случае должен наблюдаться диамагнетизм и притом независимый от температуры. Ланжевен вычисляет диамагнитную восприимчивость таких тел, сравнивает ее с опытными данными и показывает, что из диамагнетизма можно вычислить средний квадратичный радиус электронных орбит, который оказывается порядка 10^{-9}—10^{-8} *см*, что согласуется с имеющимися данными о размерах молекул.

Далее Ланжевен рассматривает с точки зрения статистической физики совокупность атомов, обладающих собственными магнитными моментами. Этому рассмотрению он предпосылает чрезвычайно важное определение понятия элементарного магнитика. С точки зрения Ланжевена, это «постоянная система элементарных токов, жестко связанных друг с другом, неспособных к иным сме-

щениям кроме перемещения всей системы в целом, а следовательно, обладающих неизменным полным магнитным моментом, если не считать его диамагнитного изменения». Это определение неявно содержит в себе гипотезу о стационарности электронных орбит. Впоследствии эта же гипотеза привела Н. Бора к выделению особых стационарных квантовых орбит и к формулировке соответствующих квантовых условий. Ланжевен интуитивно предугадал существование стационарных квантовых орбит: «В своих магнитных действиях эти элементарные токи ведут себя со всех точек зрения подобно контурам недеформируемым, но подвижным, с нулевым сопротивлением и огромной самоиндукцией».

На основе этого предположения Ланжевен рассмотрел газ, состоящий из магнитных молекул, в магнитном поле и показал, что в первом приближении получается парамагнетизм, следующий температурной зависимости, открытой на опыте П. Кюри. Гипотеза о стационарности элементарных магнитиков, постулированная Ланжевеном, проявляется в том, что в результате тепловых толчков меняется лишь ориентация магнитиков, а сами они не подвергаются никаким изменениям.

Пятнадцать лет спустя ученица Лорентца ван Лейвен показала, что если бы Ланжевен распространил статистику и на внутриатомные движения электронов, то в результате расчета получилось бы полное отсутствие парамагнетизма. Остановив классическую статистическую механику, так сказать, на пороге атома, Ланжевен заложил основы теории парамагнетизма. Прилагая свою теорию к кислороду, исследованному П. Кюри, Ланжевен смог определить магнитный момент одной молекулы кислорода и показать при помощи элементарных расчетов, что этот момент может быть результатом движения одного единственного электрона на замкнутой орбите в атоме. Ланжевен заключает, таким образом, что моменты всех прочих электронов молекулы или атома взаимно компенсируются, а эффективными в создании собственного момента молекулы являются «вероятно, те самые электроны, расположенные на периферии системы, образующей молекулу, которые играют роль также в

химических действиях», относительно которых мы знаем, что их число «равно валентности». Так объясняет Ланжевен «глубокое влияние, оказываемое на парамагнетизм физической или химической ассоциации молекул, между тем как диамагнетизм от нее, по-видимому, не зависит».

Заканчивая рассмотрение парамагнетизма, Ланжевен останавливается на вопросе о роли сил взаимодействия между молекулами в конденсированных фазах и, следуя П. Кюри, приходит к выводу, что именно эти силы взаимодействия «определяют кривую намагничивания тел ферромагнитных».

Мы теперь хорошо знаем, что теория магнетизма Ланжевена потребовала в течение истекшей половины столетия ряда изменений и дополнений в свете квантовой теории, а затем и квантовой механики, тем не менее, основные результаты, добытые Ланжевеном на базе классической физики, остались незыблемой основой всей современной физики магнетизма.

Теория диамагнетизма и парамагнетизма Ланжевена оказала существенное влияние и на развитие других областей физики. Идеи, приведшие Ланжевена к объяснению парамагнетизма, были использованы позднее Дебаем в его теории дипольных молекул. Дебай рассмотрел совокупность молекул, обладающих неизменными дипольными электрическими моментами в электрическом поле, и показал, что возникающая при этом ориентация диполей подчиняется в точности такой же зависимости от поля и температуры, как и ориентация магнитных диполей в магнитном поле в полном соответствии с теорией Ланжевена. Блестящим продолжением ланжевеновской теории парамагнетизма явилась теория ферромагнетизма Пьера Вейсса, введшего плодотворное представление о «молекулярном поле», моделирующем взаимодействия магнитиков друг с другом. Рассмотрев одновременное воздействие на вещество внешнего поля и внутреннего молекулярного поля, Вейсс смог впервые дать отчетливое физическое объяснение основным свойствам ферромагнетиков. Фактически он предусмотрел в этой теории возможность появления как положительного молекулярного поля, содействующего параллельной ори-

ентации и обусловливающего ферромагнетизм, так и отрицательного молекулярного поля, ответственного за открытый впоследствии антиферромагнетизм. Дальнейшим ее развитием явилась теория антиферромагнетизма Л. Нееля.

Таким образом, все современные теории явлений магнетизма по существу выросли из замечательной теории Ланжевена.

VII

Исследования самого Ланжевена в области магнетизма не закончились на работе 1905 г. Толчком к дальнейшим исследованиям явилось открытие Коттоном и Мутоном в 1907 г.[1] в жидкостях магнитного двойного лучепреломления, аналога электрическому двойному лучепреломлению в диэлектриках, открытому Керром[2] в 1875 г.

Еще в 1898 г. Лармор высказал предположение[3], что электрическое явление Керра обусловлено ориентацией молекул в электрическом поле, причем он отметил, что если бы не тепловое движение, то параллельная ориентация молекул была бы полной.

Открытие магнитного двойного лучепреломления побудило Ланжевена рассмотреть оба явления с указанной точки зрения.

Существенным явилось то обстоятельство, что эффект Коттона и Мутона наблюдался исключительно на диамагнитных веществах. Следовательно, не могло быть и речи об ориентации магнитных диполей в магнитном поле, поскольку это явление характеризует именно парамагнетизм. Поэтому Ланжевен заранее предположил, что рассматриваемые молекулы лишены как магнитного, так и электрического момента.

Физическая гипотеза, лежащая в основе этой теории, заключается в том, что «Ориентирующее действие внешнего поля обусловлено исключительно тем, что молекула не одинаково легко

[1] Cotton, Mouton. C. R. Acad. sci., 1907, 144, 229; Ann. Ch. Phys. 1907, 11, 145, 289; Ibid. A. 1910, 19; Ibid. A. 1910, 20, 194.

[2] Kerr. Phil. Mag., 1875 (4) 50, 337, 446.

[3] Larmor. J. Phil. Trans. A. 1898, 190, 232.

поляризуется в направлении своей оси и в направлениях, к ней перпендикулярных». Иными словами, в основе теории лежит предположение об анизотропии электрических (или магнитных) свойств молекулы. В силу этого обстоятельства потенциальная энергия молекулы зависит от ее ориентации по отношению к направлению соответствующего поля.

Расчет электрически анизотропных молекул, проведенный Ланжевеном при помощи методов статистической физики с учетом конкретных численных значений, приводит его к выводу, что «распределение осей молекул между различными направлениями будет всегда очень мало отличаться от равномерного распределения, существующего в отсутствие электрического поля». Но, продолжает Ланжевен, «очень слабая анизотропия обнаружится на крайне чувствительных оптических явлениях, если молекулы обладают неодинаковыми оптическими свойствами в направлении оси и в направлениях, ей перпендикулярных». Таким образом, наряду с анизотропией электрической (или магнитной) молекула должна обладать анизотропией оптических свойств. Теория явления Керра, разработанная Ланжевеном, оказалась в очень хорошем согласии с опытными данными и остается классическим фундаментом современной теории.

Теория Ланжевена рассматривала исключительно молекулы, лишенные электрических диполей. Борн[1] развил в 1918 г. эту теорию, распространив ее и на полярные молекулы. Таким образом, удалось объяснить встречавшиеся в отдельных случаях отрицательные значения постоянной Керра. Уточненная и углубленная в различных направлениях эта теория служит орудием многочисленных электрооптических исследований строения молекул[2]. Явление Керра позволяет определять главные значения тензора поляризуемости молекул.

---

[1] M. Born. Ann. d. Physik. 1918, 55, 177.

[2] М. В. Волькенштейн. Молекулярная оптика. М.— Л., Гостехиздат, 1951.

Что касается магнетооптического ориентационного явления Коттона — Мутона, то здесь теория Ланжевена встречает ряд трудностей. Теория Ланжевена относится к газам, а именно в газах явление Коттона—Мутона практически не удается наблюдать, и причины этого остаются невыясненными[1]. По-видимому, на эффект Коттона и Мутона в газах налагаются какие-то другие явления.

В жидкостях явление протекает значительно сложнее, но приблизительное согласие теории Ланжевена с опытными фактами наблюдается. Итак, фактически Ланжевен впервые охватил в своей теории большой комплекс ориентационных явлений.

К этому же времени относятся исследования Ланжевена, связанные с проблемой возникновения излучения. Основная часть этих исследований была им опубликована в 1905 г. в работе «О происхождении излучений и электромагнитной инерции». Рассматривается движение электрона в неподвижном эфире и анализируется «механизм связи, устанавливаемой электронами между веществом, которое их содержит, и электромагнитным эфиром в том смысле, на который указывал Лармор». Таким образом, работа представляет собой дальнейшее развитие исследований Лорентца и Лармора. Ланжевен отмечает далее, что его идеи, развитые в этой работе, отчасти переплетаются с соображениями, высказанными в 1898 г. Лиенаром[2] и в 1903 г. Шварцшильдом[3]. В своей работе Ланжевен исходит из экспериментального факта, открытого Кауфманом в 1903 г., показавшим, что масса электрона изменяется с его скоростью и что (как тогда интерпретировались эти опыты) масса электрона «целиком электромагнитного происхождения и вызвана необходимостью создать или разрушить магнитное поле, сопровождающее ее движение, для того, чтобы изменить это движение». «Интересно попытаться, пишет Ланжевен, дабы не искать двух различных объяснений для одного и того же явления, распространить

---

[1] Бимс. Усп. физ. наук. 1933, 13, 209.

[2] A. Liénard. L'éclair électr. 1898, t. XVI, p. 5, 53, 106.

[3] K. Schwartzschild. Götting. Nachr. math. phys. Klasse. 1903.

этот результат на все вещество, рассматривая его инерцию как полную электромагнитную инерцию образующих его положительных и отрицательных электронов».

Таким образом, эта работа Ланжевена исходит из господствовавшего в то время убеждения, что в состав вещества входят исключительно заряженные элементарные частицы. Открытие впоследствии нейтрона разбило, как известно, это представление. Тем не менее, указанная работа Ланжевена сохранила свое классическое значение прежде всего благодаря ее исключительной четкости и последовательности. Ланжевен рассматривал в ней только движение в вакууме или эфире, т. е. тот случай, когда скорость электрона меньше фазовой скорости света. Если бы он включил в рассмотрение и случай движения в среде, где скорость перемещения электрона может превосходить фазовую скорость света, то его классическая теория должна была бы привести его к явлению Вавилова—Черенкова. Впрочем, как известно, теория этого явления была разработана[1] лишь после его экспериментального открытия.

В 1911 г. Ланжевен доложил Сольвеевскому конгрессу в Брюсселе об успехах основанной им теории магнетизма, достигнутых за истекшие 6 лет.

В том же году Ланжевен выступает с двумя докладами, посвященными теории относительности. Оба доклада произносятся им перед аудиторией философов: один во Французском философском обществе на тему «Время, пространство и причинность в современной физике», второй на философском Конгрессе в Болонье на тему «Эволюция пространства и времени». Терминология, применяемая Ланжевеном в этих докладах, заимствована из распространенных трудов того времени и далеко не всегда может удовлетворить современного читателя, не всегда последовательны его рассуждения, в которых он противопоставляет всех физиков всем философам вместо того, чтобы противопоставлять мировоззрение материализма мировоззрению идеалистов. Нередко встречаются весь-

[1] И. Е. Тамм, И. М. Франк. ДАН СССР, 1937, 14, 107.

ма распространенные в те времена смешения понятий. Однако за всем этим мы можем уже видеть отчетливо материалистически мыслящего физика и философа, для которого и материя, и время, и пространство представляют собой объективную реальность, существующую вне нас, независимо от желания и воли познающего их «наблюдателя». Поэтому теория относительности представляется ему как результат неоспоримых экспериментальных фактов, как «утверждение новой и более высокой реальности», инвариантной по отношению к различным «частным точкам зрения». Многочисленные обзорные доклады, прочитанные Ланжевеном в эти годы, показывают, что он уже не ограничивается рассмотрением отдельных проблем физики, а пытается создать философски обобщенную научную картину мира на основе всех новейших достижений физики в самых разнообразных областях. Яркими примерами этой тенденции являются его доклады «Зерна электричества и электромагнитная динамика» (1912) [1] и «Физика прерывности» (1913) [2]. Ланжевен выступает в них как глубокий мыслитель и блестящий стилист.

IX

События 1914 г., начало первой мировой войны, потрясшие все поколение этой эпохи, открывают новую страницу в жизни Ланжевена. Вначале Ланжевена мобилизуют в армию и используют на физической работе, — «странный метод применения человека такого масштаба», саркастически отмечает в своей статье Луи де Бройль. Но вскоре французское военное ведомство начинает осознавать необходимость быстрого развития военной техники. На члена Парижской Академии наук математика и политического деятеля Поля Пэнлеве (1863—1933) возлагается задача организации военных изобретений. Пэнлеве привлек к этому делу Ланжевена, и последний оказался перед необходимостью вплотную заняться вопросами морской обороны Франции.

[1] П. Ланжевен. Избранные произведения..., стр. 156—215.
[2] Там же, стр. 255 — 298.

В то время кайзеровская Германия, пользуясь своим мощным подводным флотом, начала подводную войну. Игнорируя международное право, германские подводные лодки нападали на безоружные коммерческие суда, блокировали морские коммуникации Франции, срывали подвоз продовольствия.

Перед Ланжевеном встала задача изыскания физического метода обнаружения подводных лодок. Еще в 1912—1913 гг. русский изобретатель Константин Шиловский впервые изобрел «эхолокатор», создававший остронаправленный пучок ультразвуковых колебаний. Шиловскому удалось разработать излучатели и приемники ультразвуков и решить задачу об определении направления источника эхо. Эхолокатор Шиловского предназначался первоначально для обнаружения плавающих льдин и предупреждения столкновения судов со льдинами. Во время войны у Шиловского впервые возникла идея использовать эхолокатор для обнаружения германских подводных лодок. Шиловский обратил внимание на то обстоятельство, что в области радиотехники частоты выше 20 000 *гц* уже фактически применяются и что если бы был найден способ превращения электромагнитных колебаний в упругие колебания той же частоты, то задача получения ультразвука была бы решена.

Шиловский обращался со своим изобретением к русскому военному командованию. Однако в условиях тогдашней царской России ему не удалось добиться отпуска средств на производство экспериментальных исследований, и он переехал в Париж, где стал сотрудником Ланжевена. Их совместная работа привела к положительным результатам. 29 мая 1916 г. Ланжевен подал совместно с Шиловским авторскую заявку под заглавием «Способ и аппараты для направленной подводной сигнализации и для локализации подводных препятствий на расстоянии». В заявке указывалось, что уже ранее делались предложения о применении акустических волн для обнаружения мин, подводных лодок, торпед, подводных рифов, айсбергов и судов во время тумана. Однако звуковые волны расходятся во всех направлениях, и их интенсивность быстро падает с расстоянием. Поэтому эхо, возникшее при отражении звука от

препятствия, указывает лишь очень приблизительно местоположение последнего. Иначе обстоит дело, если принять ультразвук с частотой от 50 000 до 200 000 колебаний в секунду. Ультразвуковые колебания испускаются в виде узкого резко очерченного направленного пучка. «Ультразвуковой пучок... аналогичен световому прожектору и может быть точно таким же образом использован либо для сигнализации, либо для обнаружения препятствия путем наблюдения рассеянного или отраженного излучения», — писал Ланжевен. В заявке приводились методы получения упругих колебаний пластин под действием либо электростатических, либо электромагнитных сил.

Однако эти методы получения ультразвуковых колебаний не были достаточно эффективными. Ланжевеном было внесено в это изобретение чрезвычайно важное усовершенствование, определившее его успех. 17 сентября 1918 г. Ланжевен подал новую заявку «Способ и приборы для излучения и приема подводных упругих волн с помощью пьезоэлектрических свойств кварца». Напомнив о предыдущей заявке, Ланжевен писал: «Объектом настоящей заявки служат средства, позволяющие добиться той же цели, пользуясь пьезоэлектрическими свойствами кварца, дабы получить превращение электрических колебаний данной частоты в упругие волны той же частоты и обратно». В заявке, между прочим, указывалось на то, что, поскольку природные кристаллы кварца невелики, потребуется изготовлять мозаику из одинаково ориентированных кусков кристаллического кварца. Эта заявка содержала все основные необходимые элементы современной ультразвуковой установки, сочетающей в себе передатчик и приемник одновременно. Идея использования явления пьезоэлектричества оказалась чрезвычайно плодотворной, и Ланжевену и его сотрудникам удалось снабдить суда французского военного флота ультразвуковыми аппаратами. Как известно, созданная Ланжевеном техника ультразвуковых волн была впоследствии принята в других странах.

После войны он продолжает работу над ультразвуковой установкой, совершенствуя аппаратуру, находя ультразвукам все

новые применения. 14 января 1924 г. им была подана заявка на разработку аппаратуры и методики определения глубины и расстояний в море методом ультразвукового эхо. Так родился широко распространенный ныне эхолот.

Деятельность Ланжевена после первой мировой войны характеризуется двумя чертами. Все ярче и сильнее проявляются общественно-политические тенденции Ланжевена. Он делит «свои силы между служением Науке и служением Справедливости». В 1920 г. научный руководитель Школы физики и химии Ланжевен публикует в коммунистической газете «Юманите» решительный протест против попыток реакционеров привлечь студенческую молодежь к роли штрейкбрехеров.

Ланжевен с самого начала относился с глубокой симпатией к Великой Октябрьской социалистической революции и в 1928 г. совершил поездку по СССР, выступая с докладами перед научными кругами и перед студенческой молодежью. «Я со страстным интересом следил с самого начала за гигантским советским экспериментом, — говорил впоследствии Ланжевен, — ибо я чувствовал, что Советское государство следует Справедливости, опираясь на Науку». В 1929 г. Ланжевен был избран почетным членом Академии наук СССР. В 1932 г. Ланжевен совместно с Анри Барбюсом и Ромен Ролланом принял активное участие в создании Антифашистского комитета в Амстердаме. В 1935 г. Ланжевен явился одним из организаторов Народного Фронта во Франции.

Все ярче и отчетливей становится в эти годы научная ориентация Ланжевена в области разработки теории относительности. Этой проблеме посвящен целый ряд его статей и докладов. Интерес представляют две заметки Ланжевена (1921 и 1937 гг.), в которых он решительно и убедительно отстаивал общую теорию относительности. Речь шла об опыте французского физика Саньяка. В этом эксперименте два когерентных световых луча, отражаясь от зеркал, проходят вдоль периметра платформы одинаковые окружности в противоположных направлениях, а затем интерферируют друг с другом. Если привести нлатформу во вращение, наблюдается сме-

щение интерференционных полос, свидетельствующих о том, что на вращающейся платформе лучи проходят свои пути в различные времена. Этот результат был воспринят некоторыми физиками как экспериментальный аргумент против теории относительности. Ланжевен с исчерпывающей ясностью показал, что результат опыта Саньяка, пропорциональный первой степени отношения тангенциальной скорости движения платформы v к скорости света c, согласуется с любой оптической, механической, электромагнитной или релятивистской теориями и «не может свидетельствовать ни за, ни против какой-либо из них». Ланжевен указал на то, что этот эксперимент в принципе аналогичен опыту с маятником Фуко или с гироскопом.

В 1937 г. Дюфур и Прюнье повторили опыт Саньяка, расположив приборы так, что источник света и приемник света — фотопластинка не участвовали во вращении платформы. Результат опыта остался неизменным, и авторы утверждали, что он противоречит теории относительности. Ланжевен снова выступил с разъяснением и показал, что теория относительности остается незыблемой.

Заслугой Ланжевена являются те ныне общепризнанные выводы, которые он сделал из теории относительности для физики ядра. Еще в 1913 г. на II Международном Сольвеевском конгрессе Ланжевен впервые обратил внимание на то, что отклонения ΔM атомных весов от целочисленных значений могут быть объяснены на основе закона Эйнштейна $\Delta M = \frac{\Delta W}{c^2}$ (который был выведен Ланжевеном независимо от Эйнштейна[1]) и должны быть связаны с огромными энергетическими выходами ΔW, сопровождающими процессы радиоактивных превращений[2].

В 1913 г. в своем докладе «Инертность энергии и вытекающие из нее следствия», прочитанном в Физическом обществе, Ланжевен

[1] См. O. A. Starosselskaya-Nikitina. Actes du VIII Congres Intern. d'Histoire des sciences (Florence, 3—9 Septembre 1956), pp. 178—182.

[2] См. примечание редактора [7], стр. 751.

более подробно рассмотрел этот вопрос. Хотя термин «инертность энергии» является неудачным, поскольку инерцией обладает фактически вещество в зависимости от запасенной в нем энергии, а отнюдь не сама энергия, тем не менее основной вывод Ланжевена о том, что вещество является гигантским «резервуаром энергии» безусловно справедлив. Этому вопросу была посвящена популярная лекция Ланжевена «Строение атома и происхождение солнечного тепла», прочитанная им в 1928 г. в Тбилиси.

В 1934 г. Поль Ланжевен был избран в члены Парижской Академии наук. Объяснение тому обстоятельству, что Парижская Академия наук лишь в 1934 г. вынуждена была признать выдающиеся заслуги Ланжевена и включить его в число «бессмертных», надо искать, разумеется, не в том, что в Академии долго не было вакансий, как это подчас изображалось, а просто в том, что противники передовых взглядов Ланжевена всеми способами старались отстранить его от Академии.

X

Последнее десятилетие жизни Ланжевена характеризуется постепенным изменением его общественно-политических взглядов и все более активным участием в обострившейся борьбе философских воззрений диалектического материализма против идеалистических воззрений буржуазной философии.

Ареной этой борьбы явились, как известно, прежде всего новейшие открытия квантовой физики, которые буржуазные физики и философы пытались приспособить в качестве, якобы, аргументов в пользу субъективного идеализма.

Ланжевен был первым из крупных зарубежных физиков, который отчетливо понял, что только на основе диалектического материализма можно понять современную физику. Свою точку зрения он смело развивал в многочисленных статьях. Особенно следует отметить его доклад «Статистика и детерминизм» (1935) и ста-

тью «Современная физика и детерминизм» (1939), включенную в настоящий сборник. Доклад посвящен рассмотрению понятия «детерминизм». В своем вступлении Ланжевен говорит: «Я хочу напомнить некоторые факты и намерен настаивать на все более и более существенном проникновении статистики в физику и на изменении ее аспекта как результате нашей концепции детерминизма... Наибольшая услуга, которую оказал физикам еще не закончившийся квантовый кризис, будет состоять в том, что он принудил их к критике понятия детерминизма, аналогичной критике понятий пространства и времени, вызванных релятивистским кризисом. Что касается детерминизма, — говорит Ланжевен, то он определяет самый дух и цели нашей Науки и играет, пожалуй, еще более фундаментальную роль, чем особенности пространства и времени, относящиеся к рамке, в которой строится наше представление о действительности». Показав особенности статистического детерминизма квантовой механики, Ланжевен подчеркивает в «Статистике и детерминизме», что новая физика сближает объект с активным субъектом. Он говорит: «Концепция абсолютного детерминизма приводит к фатализму, к бесцельности всякого человеческого усилия перед неумолимым развитием факторов, содержащихся, вплоть до малейшей детали, в начальном импульсе, полученном Вселенной. Наша Наука, возникшая из потребности в действии и показавшая себя столь мощной для оплодотворения действия, не может, не вступая в серьезные внутренние противоречия, принять за основу доктрину, приводящую к отрицанию всякого действия вообще...» «Вместо того, чтобы мы оказались раздавленными под тяжестью этой чуждой нам Вселенной, судьба которой раз и навсегда определена вне нас, новый детерминизм реализует синтез субъекта и объекта, человека и того мира, который ему надлежит изменить на основе познания и, следовательно, посредством действия, непрерывно обогащаемого развитием науки, т. е. самой наукой». Заканчивая свой доклад, Ланжевен сказал: «Я хочу, наконец, подчеркнуть, что новая наука позволяет включить усилие человека в ход развития мира».

XI

Между тем разразилась вторая мировая война и полчища гитлеровцев оккупировали Францию, преданную ее реакционным правительством. 30 октября 1940 г. Ланжевен был арестован немецким гестапо и заключен в тюрьму. На вопрос, обращенный к одному из руководящих нацистских чиновников, чем вызван этот арест, Ланжевен получил ответ, что он столь же опасен для нацизма, как энциклопедисты XVII в. были опасны для королевской Франции.

Резкие протесты виднейших ученых, в первую очередь Фредерика Жолио-Кюри, и мощная студенческая демонстрация, повлекшая за собой закрытие Парижского университета, привели к тому, что Ланжевен был освобожден от ареста и выслан в город Труа под надзор полиции, где он провел 3 $^1/_2$ года. Вскоре Ланжевен получил известие об аресте и казни оккупантами его зятя, выдающегося молодого физика Жака Соломона и об отправке в Германию в концлагерь дочери Ланжевена, вдовы Соломон. Ланжевен с большой твердостью переносил обрушившееся на него горе, пытаясь найти утешение в научной работе.

Оторванный от своих обязанностей профессора и исследователя, лишенный лаборатории, Ланжевен продолжал творчески трудиться. В 1942 г. он написал исследование «О столкновениях между быстрыми нейтронами и ядрами произвольной массы», а в 1942—1943 гг. он теоретически разработал принципы нового метода определения «спектра» подвижностей ионов в газе. Сущность метода заключается в том, что ионы, находящиеся в цилиндрическом сосуде, одновременно подвергаются действию радиального ускоряющего электрического поля и увлекаются газом, вращающимся вместе с цилиндром. Таким образом, не все ионы успевают проскочить через щель в цилиндре при заданной разности потенциалов радиального поля и при заданной скорости вращения. Варьируя обе эти величины, можно определить спектр подвижностей ионов.

В принципе «Анализатор подвижностей газовых ионов» несколько напоминает общеизвестный анализатор атомных скоростей Штер-

на, с той, однако, существенной разницей, что в приборе Штерна имелся вакуум, где атомы не сталкивались ни с чем на пути, и потому измерялись их скорости, а анализатор Ланжевена должен был быть наполнен газом и позволял поэтому измерять подвижности. Наличие газа, увлекаемого вращением цилиндра, вносит значительные осложнения в теорию. Несмотря на это, Ланжевену удалось произвести полный детальный расчет. Работа эта была опубликована лишь в 1949 г. после смерти ее автора. Эта работа показывает, что вопросы ионизации газов продолжали интересовать Ланжевена в течение всей его долгой жизни. Эта работа в то же время является классическим образцом приложения теории к экспериментальной технике.

После смерти Ланжевена была осуществлена постройка «анализатора подвижностей», согласно идее Ланжевена, и результаты получились очень хорошие.

XI

В 1944 г. Ланжевен вынужден был с помощью своих друзей бежать из Труа в Швейцарию, дабы не подвергнуться дальнейшим репрессиям со стороны оккупантов, видевших в нем одного из вдохновителей растущего движения Сопротивления.

25 сентября 1944 г., вскоре после освобождения Парижа, Ланжевен вернулся на родину. Несмотря на свой преклонный возраст и плохое состояние здоровья, он принял самое активное участие в борьбе за возрождение Франции, вступив в ряды членов французской коммунистической партии.

Объясняя это свое решение, Ланжевен напомнил о том, с каким интересом он все время следил «за гигантским советским экспериментом», всячески стараясь узнать и вникнуть в руководящие идеи советских строителей социализма. «По мере того, как я лучше узнавал эти руководящие идеи, я отдавался им все с большей и большей полнотой, закончив недавним моим вступлением во Французскую коммунистическую партию».

В мае г. 1945 было торжественно отмечено 73-летие Ланжевена; в праздновании юбилея Ланжевена приняли участие наряду с французскими и зарубежными научными делегациями многочисленные делегации общественных организаций Франции и других стран.

В том же году Ланжевен был избран председателем Ассоциации «Франция — СССР».

Но здоровье его продолжало ухудшаться, и 19 декабря 1946 г. Поля Ланжевена не стало.

ПРИМЕЧАНИЯ РЕДАКТОРА

Исследования в области ионизированных газов

[1] Докторская диссертация П. Ланжевена. Опубликована в виде отдельных статей в Ann. Chimie et Physique, 1903, 28, 289, 433, 500. Анализ отдельных частей этого исследования и сопоставление результатов, полученных Ланжевеном, с результатами других авторов приводятся в монографии J. J. Thomson, G. P. Thomson. Conduction of electricity through gases, third edition. Cambridge, 1928.

[2] Электрон открыт Дж. Дж. Томсоном в 1897 г.

[3] Эта проверка была осуществлена Герцем в 1886—1892 гг.

[4] См. I. McCullagh. Phil. Mag. (3), 10, 42, 382, 1837; Proc. Roy. Irish Acad., 18, 1837.

[5] Ланжевен называет материей только вещество.

[6] Ланжевен работал в лаборатории Томсона в течение 1897/98 г.

[7] По новейшим данным 96520,1 $\pm$ 2,5 *к*.

[8] По новейшим данным $\frac{e}{m} = (1{,}75888 \pm 0{,}00005) \cdot 10^7$ CGSM $= (5{,}27299 \pm$ $\pm\ 0{,}00016) \cdot 10^{17}$.

О законе рекомбинации ионов

[1] Впервые опубликовано в C. R. Acad. Sci., 1903, 137, 177. Курс лекций по физике Ланжевена в Коллеж де Франс до сих пор не опубликован.

Рекомбинация и диффузия газовых ионов

[1] Впервые опубликовано в J. de Physique, 1905, 4, p. 322.

Об анализаторе подвижности газовых ионов

[1] Исследование выполнено в 1942/43 г., когда Ланжевен был выслан оккупационными властями в г. Труа. Опубликовано посмертно в J. de Physique et Radium, 1949, 10, p. 177, 225, 257.

Экспериментальное осуществление анализатора и работа с ним описаны в работах: Note de M-me Eliane Montel et M. Ouang Te-tchao, présentée par M. Frédéric Joliot. C. R. Acad. sci., 1951, **252**, 1543—1545; M-me E. Montel et M. Ouang Te-tchao. Sur la mobilité des ions dans l'air. J. de Physique et Radium, 1954, **15**, № 7—8—9, 586—587.

О ионах атмосферы

[1] Опубликовано впервые в C. R. Acad. Sci., 1905, **140**, 232.

Объяснение различных явлений присутствием тяжелых ионов в атмосфере

[1] Автореферат доклада Ланжевена во Французском физическом об-ве. Опубликован впервые в Bull. Soc. fr. Physique, 10 мая 1905 г., 4, 79. Раздел I — от редакции французского издания.

Аппаратура, примененная для регистрации ионов, и разработанная Ланжевеном совместно с Муленом, описана в журнале «Le Radium», 1907, **4**, 218.

Об одной фундаментальной формуле кинетической теории

[1] Исследование опубликовано впервые в Ann. Chimie et Physique, 1905, 5, 245.

[2] Здесь Ланжевен дает вывод своей известной наиболее точной формулы подвижности газовых ионов.

О теории броуновского движения

[1] Опубликовано впервые в C. R. Acad. Sci. 1908, 146, 530.

О происхождении излучений и электромагнитная инерция

[1] Опубликовано впервые в J. de Physique, 1905, 4, 165.

В работе рассматривается лишь такой случай, когда скорость движения электрона меньше фазовой скорости распространения света. Явление Вавилова — Черенкова наблюдается в тех случаях, когда скорость движения электрона превосходит фазовую скорость распространения света.

Магнетизм и теория электронов

[1] Работа опубликована впервые в Ann. de Chimie et Physique, 1905, 5, 70.

[2] Имеется в виду пара- и ферромагнетизм.

[3] То есть парамагнетизм.

[4] По новейшим данным диамагнетизм зависит от междуатомных связей.

[5] Это предположение Дж. Дж. Томсона, основанное на представлениях классической физики, оказалось неправильным. Как показал Л. Д. Ландау (1930), по квантовой теории свободные электроны должны обнаруживать диамагнетизм (см. С. В. Вонсовский. Современное учение о магнетизме. М.— Л., 1952).

[6] Здесь Ланжевеном допущена численная ошибка

$$\overline{r^2}=\frac{2}{3}r_1^2, \text{ а потому } k=\frac{\rho}{6}\left(\frac{e}{m}\right)\frac{2}{r^2}.$$

[7] Магнитная восприимчивость H_2O принимается равной при 20° С — $0{,}7200\cdot10^{-6}$ на 1 *г*.

[8] Как показал Ван-Флек (1932), современная квантовомеханическая теория приводит к существованию у тел, атомы или молекулы которых лишены собственного момента, наряду с ланжевеновским диамагнетизмом поляризационного парамагнетизма, вызванного деформацией электронных облаков в магнитном поле (см. Van Vleck. Theory of electric and magnetic susceptibilities. Oxford. 1932).

[9] Имеется русский перевод: Л. Больцман. Лекции по теории газов. М.—Л., 1953.

[10] В настоящее время такие возможности имеются, и процессы установления парамагнитной ориентации широко исследуются методами парамагнитного резонанса (см. К. Гортер. Парамагнитная релаксация. М., 1949).

[11] W. Weber. Abhandl. Saechs. Ges. d. Wiss., 1, 485, 1852; Pogg. Ann., 87, 145, 1852.

[12] Когда Ланжевеном писались эти строки, ядерная модель атома еще не существовала, и не было известно, что радиоактивные процессы происходят в ядре, а не в электронных оболочках.

[13] Намеченного им здесь исследования Ланжевен, по-видимому, не осуществил.

О двойном электрическом и магнитном лучепреломлении

[1] Опубликовано впервые в журнале «Le Radium». 1910, 7, 249.

[2] I. Kerr. Phil. Mag., 50, 1875, 337.

[3] См. стр.751, прим. [3].

[4] Иначе говоря, собственным электрическим дипольным моментом. Теория двойного лучепреломления молекул, обладающих дипольным моментом, была развита М. Борном (M. Born, Ann. der Physik, 55, 177, 1918). (См. также М. Борн. Оптика. ОНТИ. Харьков — Киев, 1937).

[5] См. Магнетизм и теория электронов. Настоящий том, стр. 364.

[6] Как теперь известно, модель атома Дж. Дж. Томсона не соответствует действительности, но позднейшие расчеты не меняются от замены модели Томсона другой классической моделью. Квантовомеханическая теория эффекта Керра кратко описана в работе Р. Кронига. Полосатые спектры и строение молекул. ОНТИ. Харьков, 1935. Настоящее замечание относится к концу абзаца, где упоминаются магнитные свойства.

[7] Эффект, предсказанный Фойхтом, обнаружен в D-линии Na и красной линии Li в парах этих металлов (М. В. Волькенштейн. Молекулярная оптика. М.— Л., 1951).

О невозможности обнаружить поступательное движение Земли с помощью физических опытов

[1] Статья опубликована впервые в C. R. Acad. Sci., 1905, 140, 1171.

Эволюция понятий пространства и времени

[1] Статья опубликована впервые в журнале «Scientia», 1911. № 10, стр. 31. В русском переводе печаталась с сокращениями. В данном издании печатается полный текст.

[2] В настоящей статье, особенно в ее вводной части, Ланжевен категорически отмежевывается от идеалистических представлений, подчеркивая эмпирическое происхождение понятий пространства и времени, их обусловленность явлениями объективного мира, их изменяемость в связи со все более и более глубоким проникновением в сущность материальных процессов. Однако Ланжевен неправильно связывает формулировку основных положений теории относительности с существованием «наблюдателей».

Время, пространство и причинность в современной физике

[1] Сообщение, сделанное во Французском философском обществе 19 октября 1911 г. Впервые напечатано в Bull. Soc. fr. Philosophie, 1911, 10.

[2] О развитии этих идей см. доклад Ланжевена на конгрессе в Болонье, опубликованный в журнале «Scientia». 10,31, 1911. Краткий отчет об этом конгрессе дан в журнале «Revue de Métaphysique et de Morale», juillet 1911.

[3] Термин «общий принцип относительности» здесь употреблен в смысле распространения принципа равноправия равномерно и прямолинейно движущихся систем координат на *все вообще*, а не только механические, как раньше,

физические явления: его не следует смешивать с «общей теорией относительности», разработанной пятью годами позже.

[4] Скорости движения микрочастиц, наблюдаемые и точно измеряемые в настоящее время, достигают значений, очень близко подходящих к величине скорости света (до 95% и более).

Историческое развитие принципа относительности

[1] Доклад, представленный Французскому физическому обществу 6 февраля 1920 г. Впервые напечатан в Bull. Soc. fr. Physique, 1920, 138, 5.

[2] В современной литературе почти не употребляется термин «ограниченная теория относительности». Ее называют частной или специальной теорией относительности.

Инертность энергии и вытекающие из нее следствия

[1] Доклад, сделанный во Французском физическом об-ве 26 марта 1913 г. Опубликован в J. de Physique, 3, 553, 1913.

[2] Гораздо более убедительно это было доказано в опытах А. А. Эйхенвальда (1904). (А. А. Эйхенвальд. О магнитном действии тел, движущихся в электростатическом поле. М., 1904).

[3] Это было доказано П. Н. Лебедевым в 1899—1910 гг.

[4] И здесь Ланжевен имеет в виду только вещество.

[5] Электромагнитное поле как один из видов материи подчиняется закону сохранения количества движения.

[6] Инертна не сама энергия, а электромагнитное поле, обладающее энергией. В этом отношении само заглавие статьи неправильно.

[7] Это обьяснение не совсем правильно. Отклонения химических атомных весов от целых чисел обусловлены наличием изотопов. Отклонения масс изотопов от суммы входящих в их состав нуклонов, именуемые «дефектами масс», действительно вызываются излучениями, испускаемыми в процессе образования ядер, и служат мерой их «энергии связи». Существование изотопов в 1913 г. еще не было доказано.

[8] Эта формулировка неправильна и связана со смешением понятий излучения (поля) и энергии. Излучение (поле) обладает энергией, но вовсе не тождественно энергии. Точно так же вещество обладает энергией, но не является энергией.

[9] Масса вовсе не тождественна энергии. Закон $E = mc^2$ характеризует взаимосвязь между энергией и массой. Если, следуя Ланжевену, принять скорость света за единицу, то энергия E будет только численно равна массе m, но физическое различие между этими величинами, разумеется, останется.

Способы и приборы для излучения и приема упругих подводных волн при помощи пьезоэлектрических свойств кварца

[1] Патентная заявка на имя П. Ланжевена. Brevet français, № 505703 от 17 сентября 1918 г.

[2] Первая патентная заявка носила название «Способы и аппараты для получения направленных подводных сигналов и для локализации по расстоянию подводных препятствий». Опубликована впервые в Oeuvres scientifiques de Paul Langevin, стр. 527 éd. CNRS. Paris, 1950. В первой заявке предлагались способы генерирования ультразвуков, основанные либо на электростатическом притягивании пластин конденсатора, либо на электромагнитном взаимодействии пластин, несущих ленту с током.

[3] J. et P. Curie. C. R. Acad. sci., **91**, 294, 383, 1880; **92**, 186, 350, 1881; **93**, 204, 1137, 1881; **95**, 914, 1882; **106**, 1207, 1889.

Ультразвуковые колебания и их применение

[1] Лекция, прочитанная в Тбилисском государственном университете и опубликованная на французском языке в журнале «Известия Тбилисского гос. ун-та». 1929, № 10, стр. 06—09.

[2] См. примечание [3] к предыдущей работе.

[3] См. Кэди, У. Пьезоэлектричество и его практические применения. Пер. с англ. М., Изд. иностр. литературы, 1949.

[4] К. Максвеллом (1831—1879) было впервые в 1873 г. теоретически предсказано, а П. Н. Лебедевым (1866—1912) экспериментально в 1900 г. подтверждено существование светового давления, равного плотности энергии излучения перед препятствием. Этот закон Ланжевен называет законом Максвелла — Лебедева. Существование аналогичного закона для звуковых и ультразвуковых волн было теоретически выведено в 1901 г. Дж. У. Рэлеем (Рейли, 1842—1919) и независимо от него Н. П. Кастериным (1869—1947). Экспериментально закон давления ультразвуковых волн был подтвержден в 1903 г. В. Я. Альтбергом (1877—1942) в лаборатории Лебедева.

[5] В 1927 г.

Применение явления пьезоэлектричества к измерению интенсивности звуков в абсолютном значении

[1] Статья, написанная совместно с М. Ишимото, впервые опубликована в J. de Physique et Radium, 1923, 4, 539.

Атомы и корпускулы

[1] Доклад, прочитанный Ланжевеном на открытии Международной конференции по физической химии 16 октября 1933 г.; печатался в русском переводе с некоторыми сокращениями.

[2] То есть $96\cdot490 \pm 10$ *к*.

[3] Имеется в виду явление расщепления под влиянием магнитного поля спектральных линий света, испускаемого атомом.

[4] Теперь оба эти предположения оставлены. В настоящее время установлено, что как протон, так и нейтрон являются элементарными частицами.

Современная физика и детерминизм

[1] Статья, напечатанная в журнале, основанном Ланжевеном, «La Pensée» (Мысль), 1939, № 1, стр. 1.

Физика в Коллеж де Франс

[1] Доклад, сделанный в связи с 400-летием Коллеж де Франс, опубликован в «Volume du centenaire du Collège de France», Paris, 1932, p. 61.

[2] Одно из старейших французских высших учебных заведений Коллеж де Франс основано в 1530 г., в эпоху короля Франциска I, под влиянием идей Возрождения, в противовес схоластике и религиозной мистике, господствовавшим в Сорбонне и других французских университетах. Французская буржуазная революция конца XVIII в. сохранила и укрепила Коллеж де Франс. В настоящее время Коллеж де Франс пользуется самоуправлением, не имеет ни учебных планов, ни обязательных программ, не выдает никаких дипломов и не присуждает ученых степеней или званий. В Коллеж де Франс преподавали многие крупнейшие ученые.

[3] Дю-Пэн (J. L. Dupain-Triel, 1722—1805), французский математик, картограф и географ.

[4] Дю-Гамель (H. L. Duhamel du Monceau, 1700—1782), французский ученый, специалист в области ботаники и сельского хозяйства.

[5] Вариньон (P. Varignon, 1654—1722), французский математик и механик.

[6] Прива де Мольер (J. Privat de Molières, 1677—1742), французский физик и математик.

[7] Жак Кузен (J. Cousin, 1739—1800), французский математик.

[8] Лефевр-Жино (L. Lefèvre-Gineau, 1751—1829), французский физик.

[9] Био (J. B. Biot, 1774—1862), французский физик и историк науки.

[10] Жозеф Бертран (J. L. F. Bertrand, 1822—1900), французский математик.

[11] Марсель Бриллюэн (M. Brillouin, 1854—1948), французский физик.

[12] Савар (F. Savart, 1791—1831), французский физик.

[13] Реньо Анри Виктор (H. V. Régnault, 1810—1874), французский физик, автор

экспериментальных работ по калориметрии и газовым законам.

[14] Маскар (J. M. Mascart, 1872—1935), французский астроном и физик.

[15] Фаброни (G. V. M. Fabroni, 1752—1822), итальянский химик и физик.

[16] «Упругими жидкостями» назывались в то время газы.

[17] Бедан (F. S. Beudant, 1787—1850), французский математик, физик, минералог.

[18] Пуйе (C. S. M. Pouillet, 1790—1868), французский физик.

Пути развития современной физики

[1] Доклад, прочитанный в Высшей нормальной школе в 1930 г. Опубликован впервые в сб.: «L'orientation actuelle des sciences», Paris, Alcan, 1930.

[2] Речь идет о пропорциональности и взаимосвязи между массой и энергией.



СОДЕРЖАНИЕ

Исследования в области ионизированных газов 7
О законе рекомбинации ионов 197
Рекомбинация и диффузия газовых ионов 201
Об анализаторе подвижности газовых ионов 215
О ионах атмосферы 288
Объяснение различных явлений присутствием тяжелых ионов в атмосфере 292
Об одной фундаментальной формуле кинетической теории 296
О теории броуновского движения 338
О происхождении излучений и электромагнитная инерция 342
Магнетизм и теория электронов 364
О двойном электрическом и магнитном лучепреломлении 417
О невозможности обнаружить поступательное движение Земли с помощью физических опытов 448
Эволюция понятий пространства и времени 451
Время, пространство и причинность в современной физике 476
Историческое развитие принципа относительности 508
Инертность энергии и вытекающие из нее следствия 522
Способы и приборы для излучения и приема упругих подводных волн при помощи пьезоэлектрических свойств кварца 568
Ультразвуковые колебания и их применение 575
Применение явления пьезоэлектричества к измерению интенсивности звуков в абсолютном значении 583
Атомы и корпускулы 585
Современная физика и детерминизм 641
Физика в Коллеж де Франс 658
Пути развития современной физики 686

ПРИЛОЖЕНИЯ

От редакции 719
Я. Г. Дорфман. Поль Ланжевен 721
Примечания редактора 747

Поль Ланжевен

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ ПО ФИЗИКЕ

*

Утверждено к печати
Редакционной коллегией серии «Классики науки»
Академии наук СССР

*

Редактор издательства *Л. К. Николаева*
Технический редактор *Т. П. Поленова*

РИСО АН СССР № 5-136В. Сдано в набор 30/II 1960 г.
Подписано к печати 30/VI 1960 г. Формат 70×92¹/₁₆.
Печ. л. 47,25. Усл. печ. л. 55,28. Уч.-изд. л. 33,7. Тираж 4000 экз.
Изд. № 3748. Тип. заказ № 155.

Цена 25 руб. 60 коп., с 1/I 1961 г., 2 руб. 56 коп.

Издательство Академии наук СССР. Москва, Б-62, Подсосенский пер., 21
2-я типография Издательства АН СССР. Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
37	4 сн.	$\frac{K-1}{K+1}$	$\frac{K-1}{K+2}$
105	3 св.	(k_1+k_2)	$(k_1+k_2)_e$
121	1 сн.	$\log\frac{x\sigma}{\sigma'}$	$\log\frac{x\sigma'}{\sigma}$
122	3 св.	$\log\frac{Q}{Q'}$	$\log\frac{Q'}{Q}$
124	4 св.	$Q_{0/\sigma}$	Q_0
194	17 св.	задняя	передняя
208	4 сн.	$(1-\nu_0^2)$	$(1-\nu_0)$
269	9 св.	выражения	в выражения
301	1 сн.	$(\xi-u)$	$f(\xi-u)$
333	5 сн.	c	e
346	1 и 2 сн.	c	e
369	1 сн.	R^2	R^3
632	8 св.	$1,\sqrt{2}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$
732	4 св.	ассоциации	ассоциацией
744	8 св.	XVII	XVIII

Поль Ланжевен

ПОЛЬ ЛАНЖЕВЕН

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ





25р. 60к.